Série A, N° 3296
N° d'ordre : 4168

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

le grade de Docteur ès sciences physiques

par

Jean-Claude PEBAY-PEYROULA

PREMIÈRE THÈSE : Résonance magnétique de niveaux atomiques excités par bombardement électronique.

DEUXIÈME THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 28 avril 1959, devant la Commission d'examen.

JURY :

MM. Y. ROCARD, *Président.*
A. KASTLER, J. BROSSEL, *Examinateurs.*

JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
12, Place Henri-Bergson — PARIS (VIII^{e})

1959

Série A, N° 3296
N° d'ordre : 4168

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

le grade de Docteur ès sciences physiques

par

Jean-Claude PEBAY-PEYROULA

PREMIÈRE THÈSE : Résonance magnétique de niveaux atomiques excités par bombardement électronique.

DEUXIÈME THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 28 avril 1959, devant la Commission d'examen.

JURY :

MM. Y. Rocard, *Président.*
A. Kastler, J. Brossel, *Examinateurs.*

JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
12, Place Henri-Bergson — Paris (VIII^e)

1959



Faculté des Sciences de l'Université de Paris

Doyen .... M. J. Pérès.

Professeurs.

M. G. Julia ..... T Anal. supér. et Algèbre supér.
Foch .... T Mécanique physique et expérim.
De Broglie .. T Théories physiques.
Prenant .... T Anatomie et Histol. comparées.
Pérès .... T Mécanique des fluides et app.
M. Curie .... T Physique (S. P. C. N.).
Barrabé .... T Géol. structurale et Géol. appl.
J. Bourcart . T Géog. phys. et Géol. dynam.
Plantefol ... T Botanique.
Grassé ...... T Évolution des êtres organisés.
Prévost ..... T Chimie organique.
Bouligand ... T Appl. de l'analyse à la Géométrie.
Chaudron ... T Chimie appliquée.
Wyart....... T Minéralogie.
Teissier ..... T Zoologie.
Mangenot ... T Biologie végétale.
P. Auger .... T Physique quantique et relativité.
Monnier .... T Physiologie générale.
Piveteau .... T Paléontologie.
Rocard ..... T Physique (E. N. S.).
H. Cartan ... T Mathématiques (E. N. S.).
Laffitte .... T Chimie générale.
Favard ..... T Géométrie supérieure.
Coulomb .... T Physique du Globe.
Mlle Cousin ...... T Biologie animale (S. P. C. N.).
MM. Chrétien .... T Chimie minérale.
P. Drach .... T Zoologie.
Kastler ..... T Physique (E. N. S.).
Ephrussi..... T Génétique.
Wurmser .... T Biologie physico-chimique.
Rivière .... T Géologie (S. P. C. N.).
Gautheret .. Biologie végétale (P. C. B.).
Lucas .... T Recherches physiques.
A. Thomas ... T Biologie cellulaire.
Arnulf ..... T Optique appliquée.
M. Morand .. T Enseignement de Physique.
Soleillet ... T Physique.
Fortier..... T Mécanique expériment. des fluides.
Danjon ..... T Astronomie.
Laporte ..... T Physique générale et Radioactivité.
Janet .... T Méc. analytique et Méc. céleste.
Petit .... T Biologie maritime.
Queney ..... T Météorol. et Dynam. atmosphér.
Gallien ..... T Embryologie.
Eichhorn ... T Biologie végétale (S. P. C. N.).
De Cugnac .. T Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle Cauchois..... T Chimie Physique.
MM. Thellier .... T Physique du Globe.
L'Héritier .. T Génétique.
Grivet....... T Radioélectricité.
Poncin ...... T Mécanique générale.
Dubreil ..... T Arithm. et Théorie des nombres.
Quelet ...... T Chimie organique.
Cagniard .... T Géophysique appliquée.
Champetier .. T Chimie macromoléculaire.
Cuvillier ... T Géologie struct .et Géologie appl.
Jung .... T Pétrographie.
Trillat ..... T Micros. et Diffraction électronique.
Wiemann .... T Chimie organique et structurale.
Jacquinot ... T Spectroscopie et Physique céleste.
Vassy .... T Physique de l'atmosphère.
Destouches . T Théories physiques.
M. Pruvost .. T Géologie.
Amiel .... T Chime générale (P. C. B.).
Hocart ..... T Minéralogie.
J. P. Mathieu. T Physique (P. C. B.).
Couteaux ... T Biologie animale (P. C. B).
May .... T Biologie animale (P. C. B.).
Choquet .... T Calcul différentiel et intégral.
Feldmann ... T Biologie (P. C. B.).
Guinier..... T Physique des solides.
Jost .... T Physiologie comparée.
Fortet ...... T Calcul des probabilités.
Schwartz ... T Calcul différentiel et intégral.
Chouard .... T Physiologie végétale.
Malavard ... T Aviation.
Brelot ..... T Calcul différentiel.

Normant..... T Chimie organique.
Benard ..... T Chimie (P. C. B.).
Buvat .... T Botanique (E. N. S.).
Dugué .... T Statistiques mathématiques.
Geloso ...... T Chimie (S. P. C. N.).
Soulairac.... T Psychophysiologie.
Ulrich ...... T Physiologie végétale.
Maréchal ... T Optique théorique et appliquée.
Kirrmann.... T Théories chimiques.
Chadefaud... T Botanique.
Destriau .... T Physique (M. P. C.).
Mlle Le Breton ... T Physiologie générale.
MM. Salem .... T Mathématiques générales.
Lelong ...... T Mathématiques générales.
Devillers ... T Anatomie et Histologie comparées.
Ehresmann .. T Topologie algébrique.
Françon .... T Physique (S. P. C. N.).
Glangeaud .. T Géographie physique et Géologie dynamique.
Godement ... T Mathématiques (M. P. C.).
Pisot .... T Calcul des Probabilités.
E. Roch ..... T Géologie.
Schatzmann . T Astrophysique.
Termier ..... T Paléontologie stratigraphique.
Zamansky ... T Mathématiques générales.
Lennuier ... T Physique (M. G. P.).
Rizet .... T Génétique.
Routhier ... T Géologie appliquée.
Mme Tonnelat ... T Théories physiques.
MM. Dixmier ..... T Mathématiques (M. P. C.).
Souchay .... T Chimie générale.
Aigrain ..... T Électrotechnique.
Brusset ..... Chimie minérale.
M. Levy ..... Physique théorique.
Mme Chaix........ Chimie biologique.
Mme Hurel-Py ... Biologie végétale (P. C. B.).
MM. Piaux .... Chimie (P. C. B.).
Brun .... Mécanique expér. des fluides.
Lederer .... T Chimie des subst. organiques nat.
Mme Dubreil ..... T Mathématiques.
Mme Lelong ...... T Mathématiques (E. N. S.).
MM. Bellair ..... T Géologie (S. P. C. N.).
Cotte........ T Physique (M. P. C.).
J. E. Dubois . T Chimie (S. P. C. N.).
Lamotte .... Zoologie (E. N. S.).
Le Rolland . Mécanique des fluides.
André Michel. T Chimie (S. P. C. N.).
Olmer ...... T Énergétique générale.
Rouault .... T Physique générale.
Gauthier .... T Mécanique appliquée.
Barchewitz . Chimie-Physique.
Brossel...... Physique atomique.
Buser .... Biologie animale (P. C. B.).
Camus .... Biologie végétale (P. C. B.).
Castaing .... Physique générale.
Curien ...... Minéralogie et Cristallographie.
Moyse ...... Physiologie végétale.
Noirot ...... Évolution des êtres organisés.
Pannetier ... Chimie (S. P. C. N.).
Possompes ... Biologie animale (P. C. B.).
Pullmann ... Chimie théorique.
Teillac ..... Physique nucléaire et Radioactivité
Tonnelat ... Biologie physico-chimique.
Ville .... Économétrie.
Willemart .. Chimie (P. C. B.).
Dodé .... T Chimie.
Freymann ... T Physique (S. P. C. N.).
Guinochet .. T Biologie végétale (Orsay).
Rollet ...... T Chimie (P. C. B.).
Mlle Josien ...... T Chimie P. C. B.).
MM. Chevalley .. T Géom. algé. et Théorie des groupes.
Arnoult .... T Physique (Orsay).
Chapelle.... T Physique (Orsay).
Delange .... T Mathématiques (Orsay).
Deny .... T Mathématiqnes (Orsay).
P. Germain.. T Mécanique théorique des Fluides.
G. Lucas.... T Géologie.

Secrétaire général.......... C. Monier.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure au cours des années 1955-1958.

Je suis heureux d'exprimer toute ma reconnaissance à M. A. Kastler et à M. J. Brossel qui ont dirigé mes recherches et m'ont constamment apporté une aide indispensable.

La participation à ce travail de J. P. Descoubes qui a réalisé une partie des appareillages et fait de nombreuses mesures, m'a été très précieuse. Je l'en remercie vivement, ainsi que les différents chercheurs du Laboratoire pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux.

Je remercie également les techniciens du Laboratoire pour leur collaboration dévouée et MM. Haÿ et Patriarche de la Compagnie Industrielle Française des Tubes Électroniques dont le concours m'a été très précieux pour la fabrication des différents tubes électroniques.

M. Rocard, Directeur du Laboratoire, m'a donné toute facilité de travail. Qu'il reçoive ici toute ma gratitude.

Extrait du Journal de Physique et le Radium - tome 20, page 669 (1959)

- tome 20, page 721 (1959)

Le texte intégral est déposé au Centre de Documentation du Centre National de la Recherche Scientifique, 18, Rue Pierre Curie, Paris 5è.

Microfilm N° 38.812.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556009_0035

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE DE NIVEAUX ATOMIQUES EXCITÉS PAR BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE

Résumé. — Un bombardement électronique, dans une expérience analogue à celle de Franck et Hertz produit un alignement dans des états atomiques excités. Nous montrons qu'il est possible d'étudier la résonance magnétique dans ces états. D'autres résonances que nous avons identifiées à des résonances cyclotrons apparaissent également et peuvent être pratiquement éliminées en agissant sur la géométrie des électrodes.

Nous avons mis en évidence sur l'atome de mercure les résonances magnétiques des niveaux $6\,^3F_4$, $5d^9\,6s^2\,6p\,^1D_2$ et d'un niveau $^3P_2$ imparfaitement déterminé.

Nous montrons que l'étude de la largeur des raies des isotopes pairs conduit à la durée de vie du niveau. Nous avons déterminé d'autre part les facteurs de Landé. Dans le cas des isotopes impairs ^{199}Hg et ^{201}Hg, nous avons étudié l'effet Back-Goudsmit et déduit un ordre de grandeur des structures hyperfines du niveau $6\,^3F_4$.

Des résonances magnétiques ont été décelées par la même technique sur l'atome de sodium.

PREMIÈRE PARTIE

Introduction. — Depuis une vingtaine d'années, les méthodes expérimentales d'étude des atomes ont fait de nombreux progrès. En spectroscopie classique, l'emploi des étalons interférentiels a été porté à un grand degré de perfectionnement, et il a été possible par l'étude de la structure de différentes raies optiques de déterminer la structure hyperfine de nombreux niveaux excités. Malheureusement la précision de ces résultats, malgré le perfectionnement des sources lumineuses employées, est limitée par l'effet Doppler-Fizeau.

Dans les expériences de résonance hertzienne, on observe des transitions dont la fréquence est beaucoup plus faible que celle des transitions optiques. L'élargissement créé par l'effet Doppler est négligeable et généralement c'est la largeur naturelle des niveaux excités qui limite la précision des mesures. Ces méthodes se sont révélées très fécondes et en particulier la résonance magnétique qui consiste à détruire par un champ magnétique oscillant de fréquence convenable une inégalité de population créée au préalable entre les sous-niveaux magnétiques d'un état atomique [1].

En 1949, J. Brossel et A. Kastler ont proposé d'obtenir cette inégalité de population dans les états excités grâce à une excitation en lumière polarisée [2]. Ce principe peut s'appliquer au niveau fondamental par un processus de pompage optique [3]. De nombreux résultats ont été obtenus par cette méthode. Dans le cas de l'état fondamental : étude du niveau $3\,^2S_{1/2}$ du sodium, du niveau $6\,^2S_{1/2}$ du césium, découverte des transitions à plusieurs quanta, orientation atomique de la vapeur de sodium et de césium [4], orientation nucléaire de l'isotope 201 du mercure [5]. Dans le cas des niveaux excités, J. Brossel a fait une étude systématique de cette méthode pour l'état $6\,^3P_1$ de l'atome de mercure [6], [7] et a montré que l'on pouvait ainsi mesurer le facteur de Landé et la durée de vie de l'état excité. D'autres physiciens ont, par cette technique, mesuré des structures hyperfines et déterminé les moments quadrupolaires électriques nucléaires dans le cas du mercure [8], du zinc [9] et des métaux alcalins [10], [11], [12], [13].

J. Brossel a montré que la forme des raies de résonance ne dépendait que de deux paramètres : l'intensité du champ de radiofréquence et une durée de cohérence T_e qu'il avait identifiée tout d'abord avec la durée de vie mais qui s'est révélée dépendre du nombre d'atomes par unité de volume. Ce phénomène est lié à la diffusion multiple [14].

Le paramètre T_e tend vers la durée de vie τ pour les faibles densités de vapeur. Pour les raies autres que la raie de résonance, le phénomène de diffusion multiple de la lumière est négligeable, et l'étude de la forme des raies permet d'obtenir directement la durée de vie.

Dans le cas d'isotope à spin nucléaire, outre les transitions $\Delta F = 0$ du même type que les transitions précédentes, il est possible d'induire des transitions $\Delta F = 1$ [15]. Si le champ magnétique est nul, la fréquence de transition correspond à la structure hyperfine du niveau.

Cette méthode ne peut malheureusement s'appliquer qu'aux niveaux de résonance qui peuvent être atteints par excitation optique à partir du niveau fondamental. En outre, pour beaucoup d'éléments — en particulier les gaz rares — les raies de résonance sont situées dans l'ultra-violet lointain et

les difficultés expérimentales rendent l'expérience impossible. L'excitation par échelon ne s'est révélée possible que dans des cas particuliers [16].

Vers 1930, quelques expérimentateurs ont montré que de nombreuses raies émises lorsque l'on bombarde des atomes par des électrons de faible énergie sont partiellement polarisées. Le bombardement électronique (comme l'excitation optique) permet donc d'obtenir une différence de population entre les sous-niveaux Zeeman des différents états excités et en principe on se trouve dans les conditions où la résonance magnétique peut être observée. Il devient ainsi possible d'étudier des états excités, inaccessibles par d'autres méthodes, de déterminer leur durée de vie, leur facteur de Landé et leur structure hyperfine [2], [17].

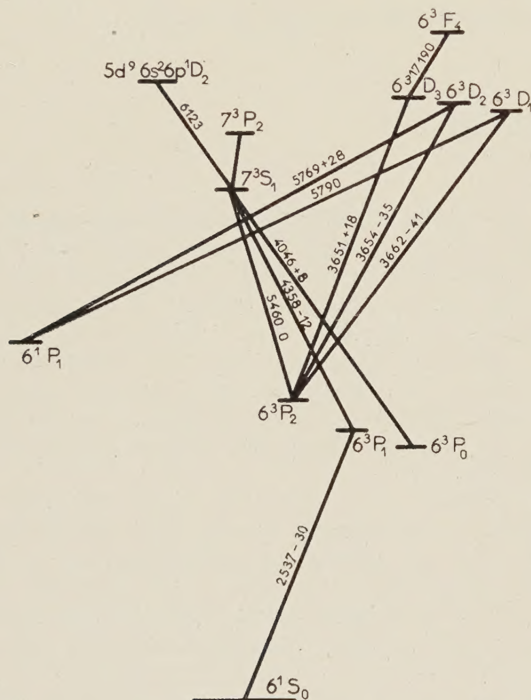


Fig. I,1. — *Niveaux énergétiques du mercure.*

Ne sont représentés sur cette figure que les niveaux et transitions cités dans le courant de cette étude.

Le degré de polarisation donné par Skinner et Appleyard [26] est indiqué après la longueur d'onde de chaque transition.

Pendant le cours de notre travail, nous nous sommes efforcés de mettre au point cette méthode. L'élément choisi était le mercure. De nombreuses raisons nous ont imposé ce choix : La tension de vapeur importante à la température ambiante simplifie le montage expérimental ; la plupart des raies du spectre du mercure se trouvent dans le proche ultra-violet et dans le visible. Elles peuvent être aisément isolées à l'aide de filtres colorés et de filtres interférentiels, et leur polarisation, lorsqu'elles sont excitées par bombardement électronique, a été étudiée complètement par Skinner et Appleyard ; enfin, et ceci est la raison essentielle, le niveau $6\,^3P_1$ a été étudié en détail par J. Brossel [7]. Ce niveau a pu nous servir de test des possibilités de la méthode. En l'excitant par chocs électroniques, nous avons réussi à obtenir des courbes de résonance semblables à celles obtenues par Brossel et redonnant les mêmes valeurs pour le facteur de Landé et la durée de vie.

En accroissant la vitesse des électrons, nous avons pu observer plusieurs autres courbes de résonance. Nous sommes parvenus à identifier la plupart d'entre elles, c'est-à-dire à les attribuer à des niveaux connus de l'atome de mercure dont nous avons pu déterminer les caractéristiques. Ce sont les niveaux $6\,^3F_4$, $5d^9\,6s^2\,6p\,^1D_2$ et un niveau $^3P_2$ imparfaitement déterminé (*fig.* I,1).

L'interprétation des résultats expérimentaux a été le plus souvent rendue difficile par des effets de cascade et par le fait que la configuration des états excités est souvent complexe.

Certains de ces résultats ont été donnés dans différentes publications [18, 19, 20], [42].

Polarisation des raies excitées par bombardement électronique. — Entre 1929 et 1930, plusieurs expérimentateurs ont étudié la polarisation de la lumière émise par des atomes excités par bombardement électronique. Le mercure, le sodium le néon, l'hélium ont principalement été étudiés [21 à 27]. Les appareillages et les résultats ont été décrits en particulier par Kossel et Gerthsen [21], Ellett, Foote et Mohler [22], et surtout par Skinner et Appleyard [26].

Résultats expérimentaux. — Les travaux des différents expérimentateurs ont porté sur l'influence de l'énergie des électrons sur le degré de polarisation P des radiations émises.

$$P = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{\perp} + I_{//}}$$

$I_{//}$ et $I_{\perp}$ désignant respectivement les intensités des composantes polarisées orthogonales, $I_{//}$ composante dont le vecteur électrique est parallèle à la direction du jet électronique (et du champ magnétique H_0) et $I_{\perp}$ composante dont le vecteur électrique est perpendiculaire à cette direction.

Les courbes donnant P en fonction de l'énergie des électrons ont toujours le même aspect (*fig.* I,2) : P est nul pour l'énergie correspondant au seuil d'excitation V_e, présente un maximum pour V_m, $V_m - V_e$ étant de l'ordre de quelques volts, puis décroît. Pour certaines raies, P s'annule pour la valeur V_1 et change de signe pour les énergies supérieures. Skinner et Appleyard ont ainsi étudié en détail les différentes raies du mercure. La précision absolue sur P est environ 0,01 au maximum de

polarisation et est beaucoup moins bonne au niveau du seuil d'excitation, l'intensité de la raie devenant alors très faible. Les raies de résonances du sodium ($3P_{3/2}$ — $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$ — $3S_{1/2}$) ont été également étudiées [21]. Aucune polarisation appréciable n'a

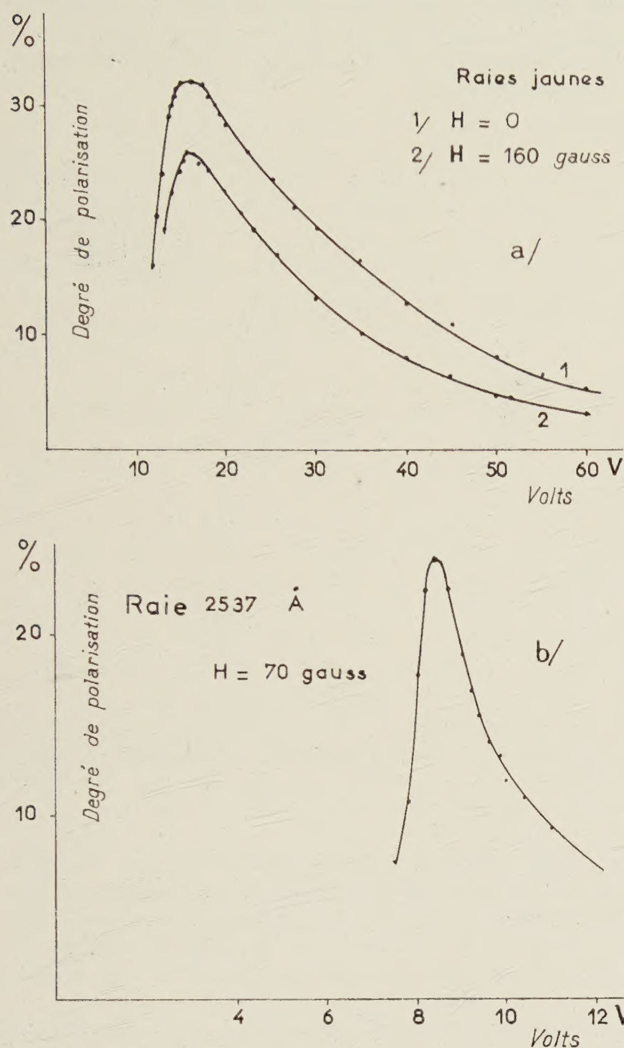


FIG. I,2. — Polarisation des raies excitées par bombardement électronique.
a) Raies jaunes. *b*) Raie 2 537 Å.

été trouvée, mais dans des expériences que nous avons faites sur le sodium, nous avons étudié les résonances magnétiques des niveaux $4D_{5/2}$, $5D_{3/2}$ et $5D_{5/2}$ en étudiant les raies $4D$ — $3P$ (5 683 Å-5 688 Å) et $5D$ — $3P$ (4 979 Å et 4 983 Å). Ces radiations sont polarisées, le taux de polarisation est approximativement de 15 %. Nous n'avons pas fait de mesures plus précises de taux de polarisation, notre appareillage ne s'y prêtant pas.

ORIGINE DE LA POLARISATION. DIFFÉRENTES THÉORIES. — La discussion d'un modèle idéal formé par un atome à un électron, sans spin, montre l'origine des effets de polarisation. Considérons le cas où l'électron possède une énergie cinétique juste suffisante pour exciter l'atome, un champ magnétique étant parallèle à la direction des électrons ; le moment angulaire de l'électron, avant le choc, est dans un plan normal à la vitesse. Après le choc, la vitesse de l'électron est nulle : ce dernier ne peut emporter aucun moment angulaire. En faisant le bilan du moment angulaire, le choc a transféré à l'atome un moment angulaire perpendiculaire au champ magnétique. Le passage de l'état fondamental à l'état excité ne peut donc pas être accompagné d'un changement de la composante du moment angulaire parallèle au champ et la transition se fait avec $\Delta m = 0$. Lorsque l'atome retombera à l'état fondamental, d'après les règles de sélection de l'effet Zeeman, la lumière sera polarisée parallèlement à la direction du jet électronique. D'après le principe de stabilité spectroscopique, nous obtiendrons le même état de polarisation en l'absence de champ magnétique.

Ces résultats sont évidemment très approchés, et de nombreux auteurs se sont efforcés d'obtenir une interprétation en accord avec l'expérience (1).

Durant ces dernières années, l'étude des sections efficaces de collisions atomes-électrons de basse énergie a été développée, en particulier pour l'hélium, pour Massey et ses collaborateurs [29 à 32] Seaton [33], [34] a étudié d'une façon analogue la polarisation de la lumière émise après la collision, mais des différences subsistent avec les résultats expérimentaux, notamment auprès du seuil d'excitation. Dans l'état actuel de la théorie, on ne peut donc donner encore aucune règle générale permettant de prévoir les états de polarisation des raies observées. Ceci ne nous empêche pas de tirer parti de cette polarisation et d'interpréter nos résultats, et nous verrons, dans le chapitre consacré à l'étude des raies de résonance, que les résultats essentiels : durée de vie, facteur de Landé, structure hyperfine, peuvent être mesurés sans connaître les populations respectives des différents sous-niveaux. Seule une différence de population est nécessaire.

Application aux méthodes de résonance hertzienne. — Nous pouvons facilement transposer l'expérience de Brossel en remplaçant l'excitation optique de la vapeur de mercure par une excitation électronique réalisée suivant les conditions décrites précédemment par un jet d'électrons lents dirigés suivant Oz. L'état de polarisation de la lumière émise observée suivant Ox ou Oy sera comparable à celui observé dans le cas de l'excitation optique, le taux de polarisation étant généralement plus faible. Un champ tournant d'axe Oz, ou plus sim-

(1) Une analyse critique de ces travaux est faite par Lamb [28].

plement un champ oscillant H_1 que nous pouvons prendre dirigé suivant Oy, pourra donc induire des transitions de résonance magnétique. L'observation de ces résonances se fera comme dans la méthode de Brossel en étudiant le taux de polarisation de la lumière émise suivant Ox.

Outre l'interprétation difficile des résonances observées (à cause de l'impossibilité de résoudre totalement les différentes raies du spectre en conservant un flux lumineux acceptable), deux difficultés essentielles apparaissent du point de vue expérimental :

Le champ magnétique oscillant s'accompagne d'un champ électrique qui peut provoquer dans la vapeur de mercure un régime de décharge favorisé par la présence d'électrons. Cette décharge est instable, et les effets de polarisation disparaissent. En plus, des phénomènes de résonance cyclotron des électrons du jet peuvent être très importants et masquer ou déformer les résonances magnétiques. Nous nous sommes donc efforcés d'éliminer ces phénomènes afin d'obtenir les courbes de résonance dans les meilleures conditions d'observation et de reproductibilité.

Des travaux utilisant des techniques analogues à celles décrites ci-dessus ont été effectués à la même époque par d'autres auteurs :

— Dehmelt [35] a étudié le niveau métastable 6 $^3P_2$ du mercure par une méthode voisine : le bombardement électronique très intense produit une grande quantité d'atomes dans l'état métastable 6 $^3P_2$, les sous-niveaux Zeeman étant inégalement peuplés. La résonance magnétique de cet état, induite par un champ magnétique oscillant est détectée en étudiant l'absorption de la radiation 5 640 Å, 7 $^3S_1$ — 6 $^3P_2$. Cette expérience est actuellement développée par Aubrey et Bradley [36].

— Lamb et ses collaborateurs ont également utilisé l'effet de polarisation par bombardement électronique dans la détermination de la structure fine des niveaux 3 ^3P et 2 ^3P de l'hélium [28], [37].

Montage expérimental. — Le montage utilisé s'inspire en beaucoup de points du montage de Brossel dont une description détaillée a été donnée [7]. La figure I,3 donne le schéma général de notre montage.

I. Le tube électronique. — Plusieurs raisons imposent l'emploi d'une cathode à oxyde : la surface émettrice doit être équipotentielle ; la température de fonctionnement doit être assez basse, afin de limiter au maximum les sources de lumière parasite ; la puissance électrique nécessaire au chauffage doit être la plus faible possible pour réduire au maximum les champs magnétiques parasites ; les diverses tensions accélératrices sont de l'ordre d'une dizaine de volts. Pour avoir un débit électronique convenable, la surface émettrice doit être assez grande.

Nous avons donc opéré dans des enceintes scellées construites suivant la technique radioélectrique. Un vide excellent s'est toujours maintenu dans les différents tubes que nous avons construits, et le fonctionnement de la cathode a été toujours extrêmement régulier.

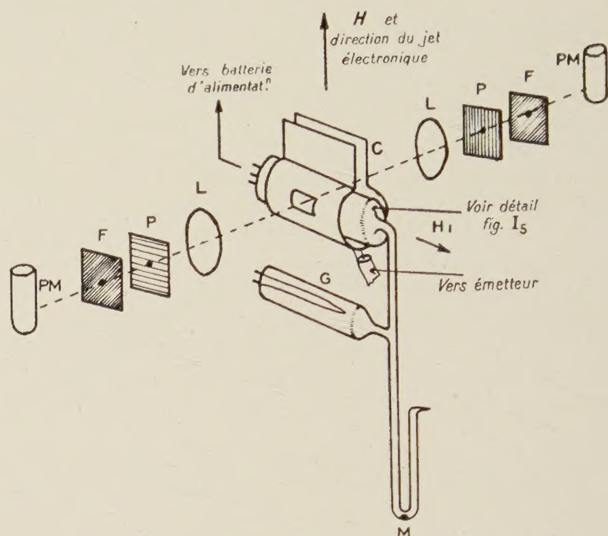


Fig. I,3. — *Schéma du montage.*

C, circuit oscillant. G, getter au titane. L, lentille. P, polaroïd, F, filtre. PM, photomultiplicateur. M, goutte de mercure.

Après fabrication, l'enceinte est vidée, dégazée par étuvage et par chauffage haute fréquence des électrodes. Une goutte de mercure est distillée dans le queusot, la cathode est formée et lorsque le courant électronique est stabilisé et le vide excellent, l'enceinte est scellée.

Des getters sont nécessaires pour maintenir un vide parfait malgré le fonctionnement de la cathode qui risque de dégazer. Les premiers tubes ont été munis de getters industriels au baryum. Le dépôt de baryum formé est très avide de mercure et une grande quantité de mercure est nécessaire pour saturer la surface du baryum. Il est ensuite difficile de régler la pression de vapeur dans l'enceinte en agissant sur la température de la goutte de mercure contenue dans le queusot. En outre, il est impossible d'employer un isotope séparé dont on possède une quantité très faible.

Quelques essais nous ont conduits à un getter formé par un film de titane obtenu par la vaporisation d'un fil de titane de 0,1 mm enroulé sur un fil de tungstène que l'on peut chauffer par effet Joule. Un tel getter est beaucoup moins avide de mercure que le getter au baryum.

Description des différents tubes électroniques employés. — Deux types différents ont été réalisés.

1) Les électrons émis par la cathode (*fig.* I,4) sont accélérés par l'électrode A au potentiel V_1 qui ne laisse passer qu'un pinceau de dimension 10×2 mm, l'électrode B ainsi que l'anode P sont portées au potentiel V_2. Dans l'espace compris entre B et P, les électrons ont, suivant Oz, une vitesse uniforme $V_2 - V_e$, V_e étant le potentiel d'extraction de la cathode. Le courant anodique est d'environ 0,3 mA pour $V_1 = V_2 = 16$ volts. L'électrode B forme en outre l'extrémité d'une ligne haute fréquence accordée. Le pinceau électronique a une longueur d'environ 20 mm. Deux fenêtres en quartz, raccordées à l'ampoule en verre au molybdène à l'aide d'anneaux de verre intermédiaire, permettent l'observation des raies ultraviolettes.

2) Une grille à maille lâche, placée à 2 mm de la cathode (*fig.* I,5) est portée au même potentiel que l'anode. Le pinceau d'électron, dans l'espace d'observation compris entre la grille et l'anode, a une section de 15×8 mm et une longueur de 4 mm. Le circuit de haute fréquence est placé à l'extérieur du tube. Lorsque l'anode et la grille sont portées au même potentiel, le débit anodique est d'environ 2 mA pour $V_1 = V_2 = 16$ volts.

Nous utilisons comme cathodes celles utilisées habituellement sur le tube d'émission 4Y100. Le filament d'origine, formé par un fil replié en *U* consommant environ 3,75 ampères, provoque un champ magnétique parasite dans la région d'observation. Ce champ très inhomogène, d'environ 0,5 gauss, apporte des distorsions inacceptables des courbes de résonance. Pour réduire cet effet, nous avons employé 6 filaments de UL41 (40 volts, 0,1 ampère) branchés en parallèle disposés côte à côte. Le champ magnétique parasite est alors inférieur à 10^{-2} gauss.

II. Champ magnétique. — Le champ magnétique est créé par deux bobines en position d'Helmholtz refroidies par eau, développant au maximum 500 gauss pour un courant magnétisant de 6 ampères. L'alimentation se fait au moyen de batteries au plomb.

Pour les mesures précises, un autre ensemble de bobines d'Helmholtz d'un diamètre moyen de 70 cm a été employé. Elles permettaient d'obtenir un champ de 200 gauss environ. L'homogénéité est de l'ordre de 10^{-4} sur une sphère de 3 cm de rayon.

III. Champ de haute fréquence. — Le champ magnétique ayant la direction Oz, les transitions dipolaires magnétiques sont provoquées par un champ oscillant circulaire dans le plan xOy. Nous pouvons donc opérer indifféremment avec un champ oscillant rectiligne d'axe Ox ou Oy.

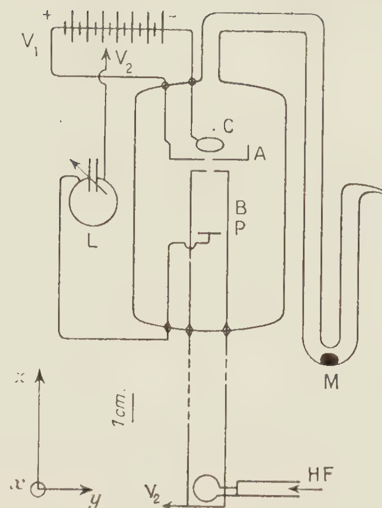


Fig. I,4. — *Tube électronique n° 1.*
C, cathode. A, électrode accélératrice. B, ligne HF. P, anode. L, circuit de compensation. M, goutte de mercure.

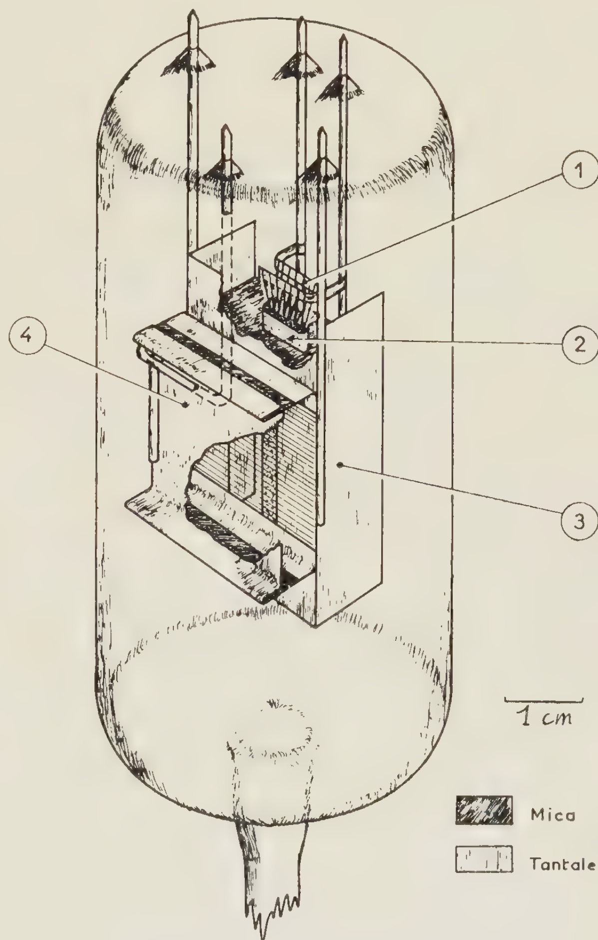


Fig. I,5. — *Tube électronique n° 2.*
1 : filaments. 2 : cathode. 3 : écran et support de grille. 4 : anode.

Les premières expériences ont été effectuées avec le tube électronique du type (1). L'électrode B forme l'extrémité d'une ligne résonnante en $\lambda/2$ formée par deux conducteurs plans parallèles d'une largeur de 30 mm et dont la distance est 10 mm (*fig.* I,4). Une boucle de couplage permet l'excitation de cette ligne à l'aide d'un émetteur à 140 Mc/s. Ce montage permet d'avoir un champ magnétique oscillant d'amplitude maximum au niveau du pinceau électronique alors que le champ électrique est faible. Un champ oscillant de 3 gauss peut être ainsi obtenu avec une puissance de 70 watts.

Pour les tubes électroniques du type (2), le champ magnétique oscillant est créé par un circuit accordé extérieur. Différents circuits ont permis d'opérer aux fréquences de 25 Mc/s, 50 Mc/s, 140 Mc/s, 238 Mc/s, 307 Mc/s, 378 Mc/s et 594 Mc/s.

Nous disposions de plusieurs émetteurs formés d'un pilote à quartz et d'une chaîne multiplicatrice de fréquence. La puissance fournie pouvait atteindre 70 watts à 140 Mc/s et 15 watts à 594 Mc/s

Le champ oscillant H_1 est mesuré en valeur relative à l'aide d'un voltmètre de crête branché aux bornes d'un circuit oscillant placé à proximité du tube électronique.

IV. — Les différentes électrodes sont alimentées à l'aide de batteries au plomb. Lorsque l'on applique le champ de radiofréquence, il existe au niveau des différentes électrodes un champ électrique oscillant parasite qui provoque une modulation de la vitesse des électrons. Cette modulation dépolarise partiellement, et même totalement, pour certaines raies, la lumière émise. En plaçant judicieusement dans le circuit anodique une boucle de compensation accordée L, nous pouvons atténuer considérablement ce phénomène (*fig.* I,4).

V. Montage optique. — Dans chacune des directions d'observation, le faisceau lumineux passe à travers un prisme de Glazebrook (ou un polaroïd dans le cas des radiations visibles), une lentille, un filtre — filtre coloré ou filtre interférentiel — et tombe sur la cathode du photomultiplicateur. Différents photomultiplicateurs ont été utilisés :

IP28 pour la bande 2 500 Å-3 600 Å ;
IP21 ou 5189 pour la bande 3 600 Å-5 000 Å ;
6217 au-dessus de 5 000 Å.

Le photomultiplicateur 6217 était placé dans une enceinte pouvant être refroidie à l'air liquide pour diminuer le courant d'obscurité et améliorer ainsi le rapport signal-bruit.

Les courants anodiques des deux photomultiplicateurs sont opposés dans un pont de résistance et leur différence est mesurée à l'aide d'un galvanomètre dont la sensibilité est de 2.10^{-11} amp/mm à 1 mètre et la période de 12 sec. La déviation est alors, moyennant certains précautions d'équilibrage, proportionnelle à la variation du degré de polarisation de la lumière émise.

Nous pouvons enregistrer les déviations du spot du galvanomètre à l'aide d'un suiveur de spot SEFRAM, un dispositif électronique permettant de faire varier linéairement dans le temps le courant de l'aimant.

Étude expérimentale du montage. — I. Expériences préliminaires.

Avant la recherche systématique des résonances magnétiques, nous avons fait les expériences suivantes :

Étude spectroscopique de la lumière émise. — Nous avons employé un spectrographe Hilger à optique de quartz et à grande dispersion. Les différents clichés obtenus nous montrent que nous obtenons exclusivement les raies de HgI et nous fournissent d'autre part des renseignements qualitatifs sur les intensités relatives des différentes raies.

Influence du champ magnétique sur le degré de polarisation. — D'après Skinner et Appleyard [26], un champ de 40 gauss parallèle au jet d'électrons modifie peu le degré de polarisation. Nous avons précisé ce point très important en étudiant l'influence du champ magnétique sur le degré de polarisation pour différentes raies du spectre. La figure I_2 donne un exemple des résultats obtenus. L'influence du champ magnétique est donc faible.

Les différentes résonances sont étudiées à fréquence fixe en balayant en champ magnétique. Une légère variation continue du taux de polarisation s'ajoute aux courbes de résonance et il est nécessaire de faire une correction.

Influence du champ de radiofréquence. — Pour faire la résonance magnétique, nous devons appliquer aux atomes soumis au bombardement électronique, un champ magnétique oscillant H_1. Il est expérimentalement impossible d'appliquer à un certain volume, un champ magnétique de haute fréquence sans également lui appliquer un champ électrique oscillant. Nous pouvons attendre différents effets :

a) *Décharges.* — Dans ce cas, le processus d'émission de lumière est complexe, et l'on n'observe plus de polarisation. La région d'observation est placée dans un système résonnant où le champ magnétique est maximum, et par suite, le champ électrique minimum, il est donc facile d'éviter les décharges. Il a été possible, en appliquant 50 watts environ, d'obtenir des champs oscillants de l'ordre du gauss, la pression de vapeur de mercure étant de $0,5.10^{-3}$ mm Hg ($t \# 10$ °C) sans aucun phénomène de décharge.

b) *Dépolarisation.* — La fréquence est choisie de façon qu'il ne se produise aucune résonance. Pour

une puissance élevée, nous constatons qu'il subsiste encore un degré de polarisation appréciable. Nous attribuons la dépolarisation à la modulation de vitesse introduite par le champ électrique de radiofréquence.

Ces différentes expériences nous montrent que les conditions nécessaires à l'observation de la résonance magnétique des niveaux excités peuvent être réalisées. Cependant, le taux de polarisation variant avec le niveau du champ oscillant, l'étude des amplitudes des résonances telle qu'elle a pu être faite dans le cas du niveau 6 $^3P_1$ excité optiquement, ne sera pas possible [7].

II. Phénomènes parasites: «*Résonance cyclotron*».

Avec le tube électronique nº 1, nous avons constaté qu'en faisant varier le champ magnétique en présence du champ oscillant H_1 à la fréquence constante de 141 Mc/s, il apparaissait des résonances parasites importantes pour les champs magnétiques correspondant au facteur de Landé $g = 1$ et $g = 2$ (*fig.* I,6). Leur aspect est indépendant des raies

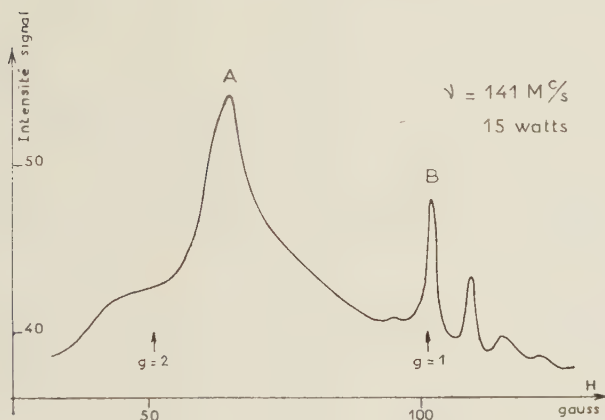


Fig. I,6. — *Résonances cyclotrons.*
(Le champ magnétique oscillant a une amplitude d'environ 0,5 gauss.)

observées, et elles se traduisent, non seulement par une variation du degré de polarisation, mais aussi de l'intensité lumineuse. La forme et l'amplitude de ces résonances dépendent en particulier de la vitesse des électrons, de la fréquence et de la répartition du champ oscillant. Elles sont donc liées aux propriétés dynamiques des électrons.

Résonance $g = 2$. — Elle s'observe pour des champs oscillants très faibles. — Puissance fournie $\leq$ 0,01 watt — sa largeur est alors d'environ 1 gauss. Lorsque la puissance augmente, elle s'élargit considérablement, se déplace et devient dissymétrique. Sa structure devient complexe (*fig.* I,6).

Ce phénomène est lié à la résonance cyclotron des électrons. Une étude du phénomène peut être faite en prenant des conditions idéales : le pinceau électronique n'est pas absolument parallèle au champ magnétique H_y et les électrons possèdent une légère vitesse radiale v_z. Leurs trajectoires sont alors des hélices d'axe Oz (*fig.* I,7). Ils sont soumis à un

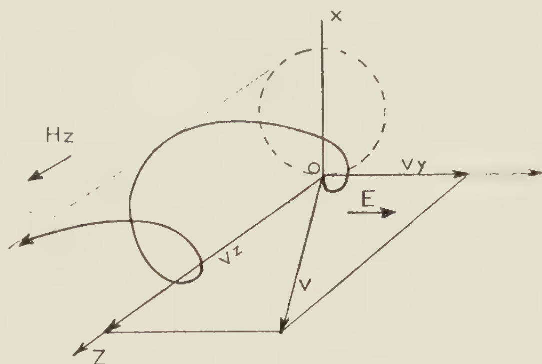


Fig. I,7.

champ électrique perpendiculaire à Oz. Dans ces conditions, l'énergie d'un électron donné est en général une fonction périodique du temps et la valeur moyenne au cours du temps de l'énergie d'un grand nombre d'électrons ne dépend que faiblement de la pulsation ω du champ oscillant. Pour la valeur particulière $\omega = \omega_c = eH/m$, l'énergie cinétique est au contraire une fonction parabolique du temps [1]. Cette valeur ω_c correspond au facteur de Landé $g = 2$. Dans notre expérience, cette augmentation d'énergie des électrons se traduit par une modification de l'intensité lumineuse totale, et également, d'après les courbes de polarisation (*fig.* I,2), par une modification du degré de polarisation.

L'inhomogénéité de vitesse, introduite d'une part par les imperfections de l'appareil et d'autre part par le fait que le champ oscillant électrique n'est qu'imparfaitement dirigé suivant Oy, complique l'interprétation précédente et nous attribuons à cet effet le déplacement de la résonance en fonction de l'amplitude du champ oscillant ainsi que sa structure complexe.

Résonance $g = 1$. — Elle n'apparaît que pour des puissances de haute fréquence assez intenses (5 watts dans nos expériences), et son aspect complexe dépend considérablement de la topologie du champ oscillant. Nous ne pouvons donner aucune interprétation simple de ces résonances que nous pensons être reliées aux inhomogénéités des champs de haute fréquence dans la région d'observation.

(1) Un calcul analogue est fait dans le cas particulier $v_y = 0$, $v_z = 0$ par Buchsbaum [38]. Il se généralise facilement.

Ces différentes résonances sont des phénomènes parasites très gênants et les distorsions considérables qu'elles provoquent, rendent impossible l'étude des résonances magnétiques dans leur voisinage. Nous avons essayé, expérimentalement en agissant sur les différents paramètres, d'en diminuer l'importance. L'influence de la fréquence ν du champ oscillant s'est révélée très grande. Pour un tube donné, l'amplitude des résonances cyclotron diminue à puissance égale lorsque la fréquence diminue. A 50 Mc/s, en particulier, elles sont pratiquement inexistante dans le tube n° 1. Dans ces conditions, le temps de transit t d'un électron entre la cathode et la plaque devient plus petit qu'une période $1/\nu$. L'électron est alors soumis au champ oscillant pendant un temps inférieur à celui nécessaire pour décrire une orbite complète autour du champ magnétique et sa variation d'énergie est par suite très faible.

Ce résultat nous a conduits à réaliser des tubes électroniques du type n° 2 où la distance l est plus petite ($l = 4$ mm) et la section du pinceau est beaucoup plus importante. En outre, le champ magnétique oscillant est produit par un système de bobines extérieures qui créent une répartition de champ électrique radiale beaucoup moins favorable aux résonances cyclotrons. Les résonances cyclotrons deviennent alors très faibles — équivalentes à une variation du degré de polarisation de 0,3 % dans les cas des plus défavorables — jusqu'à une fréquence de 300 Mc/s. Aucune distorsion n'est alors produite sur les résonances dont le facteur de Landé est différent de 1 ou 2.

III. Identification des résonances magnétiques. — En isolant les différentes raies du spectre il apparaît des résonances pour certaines d'entre elles (raies 2 537, 3 651, 5 460, 6 123 Å en particulier) Ces résonances se traduisent uniquement par un changement du degré de polarisation de la raie et sont spécifiques d'états excités particuliers. Elles ont été identifiées comme étant réellement des résonances magnétiques.

L'identification s'est révélée difficile : l'emploi d'un monochromateur à prisme pouvant séparer les différentes raies de l'élément étudié impose l'emploi d'une fente d'entrée fine, et par suite des dimensions du pinceau électronique, une très faible quantité de la lumière émise peut être utilisée. Ce montage a été utilisé pour certaines raies intenses en décelant les résonances uniquement par le changement d'intensité de la lumière π. Le signal de résonance est faible et les fluctuations d'intensité ne sont pas éliminées comme avec le montage en pont. L'étude précise de la résonance n'est pas possible. Nous avons donc, en général, isolé les raies à l'aide de filtres colorés ou de filtres interférentiels.

Raie 2 535 Å. — La radiation $6\,^3P_1 - 6\,^1S_0$ (2 537 Å) est facile à isoler, elle apparaît dès que les électrons ont une énergie de 4,86 électron-volts, et le maximum de polarisation est atteint pour une énergie d'environ 7 eV ([1]). Dans ces conditions, aucune autre raie n'est excitée avec une intensité appréciable.

Malgré la présence fort gênante des résonances cyclotrons, nous avons, dès le début de notre travail, recherché sur le tube n° 1 la résonance du niveau $6\,^3P_1$; nous l'avons décelée avec un mauvais rapport signal/bruit sur l'aile de la résonance cyclotron $g = 2$. Les résultats détaillés ont été publiés [18]. Cependant si cette expérience nous a montré les possibilités de la méthode, malgré tous nos efforts, il nous a été impossible d'obtenir une précision suffisante pour vérifier, par comparaison avec les résultats de J. Brossel, qu'aucune erreur systématique n'était introduite dans nos mesures. Une autre technique a été employée à cet effet et sera décrite ultérieurement.

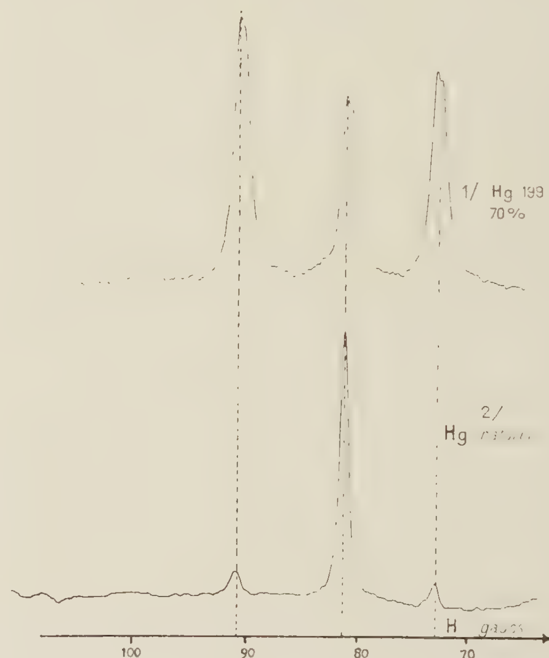


Fig. I,8. — *Résonance magnétique du niveau* $6\,^3F_4$. Mercure naturel et mercure enrichi en isotope 199 (70 %). $\nu = 142$ Mc/s.

Transitions $6\,^3D_3 - 6\,^3P_2$, $6\,^3D_2 - 6\,^3P_2$, $6\,^3D_1 - 6\,^3P_2$ (3 651, 3 654, 3 664 Å). — L'étude spectroscopique nous a montré que ces trois transitions sont très intenses, et en particulier, la raie $6\,^3D_3 - 6\,^3P_2$. Ces raies sont isolées du reste du spectre : soit à l'aide d'un monochromateur

([1]) En réalité, ce maximum est obtenu en appliquant environ 8 volts sur l'anode par suite du potentiel d'extraction de la cathode (cf. *fig. I-2b*).

Jobin-Yvon ; soit à l'aide d'un filtre Corning 9863, qui, associé au verre de l'optique, ne laisse passer que la bande 3 200 Å-4 000 Å.

Sur cet ensemble de raies, nous avons observé, dans le cas du mercure naturel, une résonance intense correspondant au facteur de Landé $g = 1{,}247$, et deux, plus faibles, correspondant à $g = 1{,}110$ et $g = 1{,}390$. Ces deux dernières sont liées à l'isotope 199, comme l'a montré l'étude d'un échantillon enrichi (*fig.* I,8).

Sur les raies jaunes $6\,^3D_2 - 6\,^1P_1$, $6\,^3D_1 - 6\,^1P_1$, $6\,^1D_2 - 6\,^1P_1$, isolées au moyen d'un filtre interférentiel, aucune résonance n'apparaît. Les résonances précédentes ne peuvent pas être celles des niveaux $6\,^3D_2$ et $6\,^3D_1$, mais doivent être reliées au niveau $6\,^3D_3$.

Les valeurs théoriques du facteur de Landé de ce niveau sont 1,33 (isotopes-pairs) et 1,139 et 1,520 (mercure 199). Dans le cas des isotopes pairs, la détermination de P. Jacquinot [39] est en parfait accord avec la valeur théorique. Il n'y a aucune concordance avec nos résultats. En outre, la durée de vie, déduite de l'étude de la largeur de nos courbes de résonance, conduit à $\tau \# 4.10^{-7}$ sec., en désaccord avec la valeur $\# 10^{-8}$ sec. donnée par Skinner [23].

Les atomes excités se trouvant dans l'état $6\,^3F_4$ ne peuvent retomber par la transition infra-rouge $6\,^3F_4 - 6\,^3D_3$ ($\lambda = 17\,190$ Å) que dans l'état $6\,^3D_3$. Toute différence de population dans le niveau $6\,^3F_4$ créera, par le jeu des probabilité de transition, une différence de population dans les sous-niveaux magnétiques de $6\,^3D_3$. La résonance magnétique du niveau $6\,^3F_4$ provoquera donc, non seulement une variation de population de $6\,^3F_4$, mais aussi de $6\,^3D_3$, et par suite une modification du taux de polarisation de la raie $6\,^3D_3 - 6\,^3P_2$.

Les facteurs de Landé trouvés pour les résonances précédentes sont en parfait accord avec les valeurs théoriques, dans le cas du couplage LS, calculées pour le niveau $6\,^3F_4$ $g = 1{,}25$ (isotopes pairs), $g = 1{,}111$ et $g = 1{,}3888$ (isotope 199). Cette hypothèse, en outre, a été pleinement vérifiée par l'interprétation des résultats expérimentaux sur le découplage IJ dans le cas des isotopes 199 et 201.

Nous avons tenté l'étude directe de la transition $6\,^3F_4 - 6\,^3D_3$ en prenant comme récepteur une cellule à sulfure de plomb. En opérant dans les conditions les plus favorables (jet électronique modulé à 25 c/s, amplification sélective du courant cellule, détection synchrone à longue constante de temps), le rapport signal/bruit correspondant à l'intensité globale des radiations infra-rouges de longueur d'onde supérieure à 10 000 Å, était de l'ordre de 15. Avec un signal aussi faible, il était impossible de déceler la résonance magnétique correspondant à un niveau particulier.

Étude des raies rouges. — Pour localiser une résonance trouvée parmi les différentes raies rouges du mercure, nous avons utilisé un filtre interférentiel « Baird » dont la courbe de transmission avait approximativement 20 Å de large. Cette bande pouvait être déplacée par rotation du filtre de 6 000 à 6 200 Å.

La résonance a été ainsi localisée sur la raie 6 123 Å $^1D_2 - 7\,^3S_1$ où le niveau $^1D_2$ est un niveau de configuration $5d^9\,6s^2\,6p$. Elle se produit pour $g = 1{,}12$.

De nombreux niveaux de configuration $5d^9\,6s^2\,6p$ ont été mis en évidence dans le spectre du mercure. Ils correspondent à l'excitation de deux électrons, et l'énergie d'excitation de beaucoup d'entre eux est supérieure à l'énergie d'ionisation. Dans ce cas, ils ont été mis en évidence par des expériences sur les potentiels d'ultra-ionisation et par l'observation de raies dans l'ultra-violet lointain [40]. L'existence en particulier des radiations 6 123 Å et 15 295 ont conduit à admettre l'existence de niveaux $^1D_2$ et $^3P_2$, d'énergie inférieure au seuil d'ionisation, ayant cette configuration, et récemment l'hypothèse d'un niveau métastable $^3D_3$ a été faite [41].

Étude des raies bleues, violettes et vertes. — A l'aide de filtres, nous pouvons isoler les groupes de raies suivantes :

Filtre Wratten 77 A	raie	5 460 Å	$7\,^3S_1 - 6\,^3P_2$
Filtre Wratten 34 A	raies	4 358 Å	$7\,^3S_1 - 6\,^3P_1$
		4 347 Å	$7\,^1D_2 - 6\,^1P_1$
		4 339 Å	$7\,^3D_2 - 6\,^1P_1$
Iode à saturation dans CCl_4	raies	4 046 Å	$7\,^3S_1 - 6\,^3P_0$
		4 077 Å	$7\,^1S_0 - 6\,^3P_1$
		4 108 Å	$9\,^1S_0 - 6\,^1P_1$

La même résonance est décelée sur ces trois ensembles de raies et correspond, pour les isotopes pairs, au facteur de Landé $g = 1{,}440$. Pour l'isotope 199, nous avons trouvé une résonance pour $g = 1{,}150$. La durée de vie, déduite de la largeur des courbes de résonances des isotopes pairs, est d'environ 2.10^{-7} sec.

Il semblerait que cette résonance doit être attribuée au niveau $7\,^3S_1$, le seul commun à ces trois groupes de raies ; mais pour ce niveau, $g = 2$, et la durée de vie est de l'ordre de 10^{-8} sec. [16]. Nous sommes conduits à attribuer la résonance à un niveau de configuration $^3P_2$ alimentant le niveau $7\,^3S_1$.

En effet, le facteur de Landé d'un niveau de configuration $^3P_2$ est 1,5 pour les isotopes pairs, et s'il existe un léger désaccord avec la valeur expérimentale, l'accord est parfait pour le rapport g_F/g_J que nous avons déterminé dans le cas de l'isotope 199.

Il nous a été impossible de déterminer de façon plus précise ce niveau $^3P_2$. En effet, le niveau $7\,^3S_1$

est alimenté en particulier par les différentes transitions :

$7\,^3P_2 — 7\,^3S_1$ 11 230 Å
$5d^9\,6s^2\,6p\,^3P_2 — 7\,^3S_1$ 15 295 Å

Ne possédant pas de récepteurs infra-rouges suffisamment sensibles, il nous est impossible, comme pour la raie $6\,^3F_4 — 6\,^3D_3$, d'étudier ces transitions.

Remarquons toutefois que l'écart du facteur de Landé avec celui déduit de l'hypothèse du couplage LS semble inexplicable dans le cas du niveau $7\,^3P_2$. Par contre, cet écart est vraisemblable dans le cas d'un niveau $5d^9\,6s^2\,6p\,^3P_2$ où une interaction est possible entre les différents états de cette configuration ayant le même J, leur énergie étant assez voisine.

Le taux de polarisation de la radiation 5 460 Å est nul, d'après les mesures de Skinner. Ceci montre que les différences de population créées par les deux processus : bombardement électronique et effet de cascade, se compensent. Ces effets de cascade ont donc une influence particulièrement importante, et le calcul des degrés de polarisation à partir de la théorie des collisions, sera donc en général inextricable.

IV. Problème posé par la détermination précise des facteurs de Landé et durées de vie. — Dans le paragraphe suivant, nous montrerons que la position d'une résonance peut être repérée avec une précision relative de $1{,}5.10^{-4}$. Il a été nécessaire de s'assurer qu'une telle précision n'est pas illusoire. En effet, les atomes soumis à la résonance magnétique se trouvent à quelques millimètres d'une cathode en nickel. Cette cathode est chauffée par effet Joule, et en outre la résonance magnétique se fait au sein d'un jet d'électrons se déplaçant dans le champ magnétique H. Nous avons fait les tests suivants, pour vérifier que, malgré ces éléments perturbateurs, le champ magnétique était, à la précision des mesures, celui déduit de l'étalonnage des bobines d'Helmholtz.

1) Nous déterminons la position d'une résonance avec le plus grand soin possible, deux fois de suite, le sens du courant de chauffage de la cathode étant permuté entre les deux mesures. Avec le type de chauffage décrit page 12, la variation relative de position d'une résonance pour un champ de 100 gauss est inférieure à 1/10 000. Le champ créé dans la région d'observation est donc inférieur à 5 milligauss.

2) Un tube électronique a été réalisé afin de faire, outre les expériences d'excitation électronique, la résonance magnétique du niveau $6\,^3P_1$ excité optiquement. A cet effet, la géométrie des électrodes permet l'illumination de la vapeur de mercure comprise entre la grille et la plaque suivant la direction Oy par la radiation 2 537 Å polarisée rectilignement en π. La détection est faite, comme pour l'excitation électronique, suivant OxOx′. D'après l'étalonnage du système de bobines, pour la fréquence ν, la résonance du niveau $6\,^3P_1$ doit avoir lieu pour un courant magnétisant i_0.

1° *Cathode froide.* — La résonance apparaît pour $i < i_0$, elle est extrêmement élargie et déformée. Nous attribuons ce désaccord à la perturbation du champ H_0 par le ferromagnétisme de la cathode en nickel, ce que confirme l'expérience avec cathode chaude.

2° *Cathode chaude.* — A la précision des mesures (3.10^{-4}), la résonance apparaît à i_0. La température de transition entre ce cas et le cas précédent semble correspondre à la température de Curie du nickel (400 °C).

3° *Cathode chaude et jet électronique.* — La résonance s'affaiblit, mais aucune perturbation dans sa position n'est notée.

Nous sommes ainsi assurés qu'aucune erreur systématique n'est faite sur la position des résonances.

Sensibilité du montage. Précision des mesures. — L'étude expérimentale des différentes résonances a comporté essentiellement la détermination de deux grandeurs : abscisse du centre de la résonance nous conduisant au facteur de Landé ; étude de la largeur limite correspondant à l'intensité nulle du champ de radiofréquence.

Ces deux grandeurs sont déduites du tracé des courbes de résonance dont la perfection est limitée par les fluctuations du courant anodique des photomultiplicateurs.

Pour améliorer les mesures malgré ces fluctuations, nous sommes amenés à diminuer au maximum l'amplification du photomultiplicateur et à prendre un galvanomètre très sensible et à longue constante de temps. Nous avons également essayé un ensemble de détection électronique, le champ magnétique étant modulé à 25 Hz, et en employant une détection synchrone. Une légère amélioration, à constante de temps égale, a été constatée, mais nous obtenons la dérivée de la courbe, et l'interprétation est difficile.

Dans les cas les plus favorables, une résonance peut être repérée au 1/100 de sa largeur, ce qui conduit, pour les champs magnétiques auxquels nous travaillons, à une précision relative d'environ $1{,}5.10^{-4}$. Des mesures en champ plus élevé nous conduiraient en principe à une détermination plus précise, mais leur résultat serait, par suite des découplages LS, d'une interprétation plus difficile.

Le champ magnétique, d'autre part, a été étalonné [7] en déterminant la position de la résonance du niveau $6\,^3P_1$ excité optiquement. Nous avons

pris, pour ce niveau, $g = 1{,}4838$. L'erreur sur l'abscisse de cette résonance nous conduit à une précision d'étalonnage du champ de $1{,}5 . 10^{-4}$.

D'autres phénomènes limitent la résolution de notre appareillage. En particulier, dans certains cas, la courbe apparaît sur un fond en pente résultant de plusieurs effets : variation du degré de polarisation en fonction du champ magnétique, influence du champ magnétique sur les photomultiplicateurs, etc.... Nous éliminons ce fond par extrapolation lors du dessin des courbes.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Kopfermann (H.), Adaptation anglaise de Schneider (E. E.), « Nuclear Moment », Academic Press Inc. Publishers.

[2] Brossel (J.) et Kastler (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 1213.

[3] Kastler (A.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 255.

[4] Kastler (A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 460.

[5] Cagnac (B.), Brossel (J.) et Kastler (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 1827.

[6] Brossel (J.) et Bitter (F.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 311.

[7] Brossel (J.), *Thèse*, Paris, 1952 ; *Ann. Physique*, 1952, **7**, 622.

[8] Sagalyn (P. L.), Melissinos (A. C.) et Bitter (F.), *Phys Rev.*, 1958, **109**, 375.

[9] Bockmann (K.), Kruger (H.) et Recknagel (E.), *Ann. Physique*, 1957, **20**, 250.

[10] Sagalyn (P. L.) *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 885.

[11] Althoff (K.) et Kruger (H.), *Naturw.*, 1954, **41**, 368.

[12] Kruger (H.) et Meyer-Berkhout (U.), *Naturw.*, 1955, **42**, 94.

[13] Ritter (G. J.) et Series (G. W.), *Proc. Roy. Soc*, 1957, A **238**, 473.

[14] Barrat (J. P.) et Brossel (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2744.

[15] Kohler (R. H.), Quaterly Progress Report Research Laboratory of electronics, Massachusetts Institute of Technology, 15 janvier 1958, p. 39.

[16] Brossel (J.) et Julienne (Mlle C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2127.

[17] Blamont (J.), Communication privée.

[18] Pebay-Peyroula (J. C.), Brossel (J.) et Kastler (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 57.

[19] Pebay-Peyroula (J. C.), Brossel (J.) et Kastler (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 840.

[20] Descoubes (J. P.) et Pebay-Peyroula (J. C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 2330.

[21] Kossel et Gerthsen, *Am. Physik*, 1925, **77**, 275.

[22] Ellett, Foote et Mohler, *Phys. Rev.*, 1926, **27**, 31.

[23] Skinner, *Proc. Roy. Soc.*, 1926, A **112**, 642.

[24] Eldridge et Olson, *Phys. Rev.*, 1926, **28**, 1151.

[25] Quarder, *Z. Physik*, 1927, **41**, 674.

[26] Skinner et Appleyard, *Proc. Roy. Soc.*, 1928, A **117**, 224.

[27] Steiner, *Z. Physik*, 1929, **52**, 516.

[28] Lamb (W. E.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 559.

[29] Massey (H. S. W.) et Moiseiwitsch, *Proc. Roy. Soc.*, 1951, A **205**, 483.

[30] Moiseiwitsch (B. L.), *Proc. Roy. Soc.*, 1953, A **219**, 102.

[31] Massey (H. S. W.) et Moiseiwitsch, *Proc. Roy. Soc.*, 1955, A **227**, 38.

[32] Miller (W. F.) et Platzman (R. L.), *Proc. Phys. Soc.*, 1957, A **70**, 299.

[33] Seaton (M. J.), Communication privée.

[34] Percival (I. C.) et Seaton (M. J.), Philosophical Transactions of the Royal Society, 1958, A **251**, 113.

[35] Dehmelt (H. G.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1125.

[36] Aubrey (B. B.) et Bradley (L. C.), Quartely Progress Report, Res. Lab. Elec. M. I. T., 15 juillet 1957, p. 39, 15 octobre 1957, p. 22, 15 juillet 1958, p. 30.

[37] Lamb (W. E.) et Maiman (T. H.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 573.

[38] Buchsbaum (S. J.), Quartely Progress Report, Res. Lab. Elec. M. I. T., 15 janvier 1958, p. 8.

[39] Jacquinot, *Thèse*, Paris, 1937 ; *Ann. Physique*, 1938, **9**, 236.

[40] Shenstone (A. G.), *Phys. Rev.*, 1931, **38**, 873.

[41] Lichten (W.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1191.

[42] Pébay-Péroula (J. C.,) *Thèse*, Paris, 1959. Microfilm C. N. R. S. n° 38 812.

DEUXIÈME PARTIE

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET INTERPRÉTATION

Expériences sur le mercure. — Les différentes expériences ont été faites sur des tubes électroniques remplis avec l'un des mélanges d'isotopes suivants :

	I (MERCURE NATUREL)	II	III
Isotopes pairs	69,8 %	24,65 %	11 %
199	17,0 %	73,10 %	0,8 %
201	13,2 %	2,35 %	88,2 %

I. Isotopes pairs. — *Étude de la forme de raie.* — L'étude de la forme d'une raie de résonance magnétique a été étudiée en détail par Brossel et Bitter dans le cas du niveau $6\,^3P_1$ du mercure [1], [2], [3]. Nous allons généraliser cette étude au cas d'un niveau quelconque.

Supposons que, dans un régime stationnaire d'excitation, le nombre d'atomes dans le sous-niveau Zeeman $m = p$ soit N_p, nous pouvons facilement calculer la grandeur $I_\pi - I_\sigma$, grandeur qui nous est accessible grâce au montage en pont des photomultiplicateurs. On a :

$$I_\pi - I_\sigma = \sum_{p=m}^{p=-m} N_p\, C_p \qquad \text{(I)}$$

les C_p sont les différents coefficients numériques calculables à partir des probabilités de transition.

Envisageons une excitation par chocs électroniques ne durant que le temps dt à l'instant 0, n_p atomes sont portés par seconde dans l'état excité $m = p$. Au bout du temps t, par émission spontanée, le nombre d'atomes sera réduit à $n_p\, e^{-t/\tau}\, dt$, puisque la durée de vie τ est la même pour tous les sous-niveaux Zeeman.

Si, dans ces conditions, nous établissons un champ de radiofréquence pendant le temps t, des atomes seront transférés des états $m = p$ aux états $m = q$ avec une probabilité $P(F, p, q, t)$ définie par aillleurs (*). La variation de population du niveau $m = p$ sera :

$$dn_p = \left[\sum_{q=-m}^{q=+m} P(F, p, q, t)\, n_q - \sum_{q=-m}^{q=+m} P(F, q, p, t)\, n_p\right] e^{-t/\tau}\, dt,$$

(*) L'expression de Majorana, $P(F, p, q, t)$, est donnée en particulier dans [2] et [3].

soit, comme $P(F, p, q, t) = P(F, q, p, t)$:

$$dn_p = \sum_q P(F, p, q, t)\,(n_q - n_p)\, e^{-t/\tau}\, dt.$$

Si l'excitation électronique se produit pendant longtemps, la variation de population du niveau $m = p$ sera :

$$\Delta n_p = \sum_q \int_0^\infty P(F, p, q, t)\,(n_q - n_p)\, e^{-t/\tau}\, dt.$$

D'après (I), le signal, lors de la résonance magnétique, est :

$$s = \Delta(I_\pi - I_\sigma) = \sum_p \Delta n_p\, C_p$$

soit

$$s = \sum_{p=-m}^{p=+m} \sum_{q=-m}^{q=+m} \int_0^\infty P(F, p, q, t)\,(n_q - n_p)\, C_p\, e^{-t/\tau}\, dt$$

la vitesse d'excitation se déduit du nombre N_p d'atomes dans un régime stationnaire par

$$n_p = \frac{N_p}{\tau}.$$

Dans le cas des isotopes pairs, $F = J$, et est égal à un nombre entier. Les expressions des probabilités de transition sont de la forme :

$$P(F, p, q, t) = \sum_{n=1}^{n=2F} a_n^{pq} \left(\sin\frac{\alpha}{2}\right)^{2n} \left(\cos\frac{\alpha}{2}\right)^{4F-2n}$$

en posant

$$\left(\sin\frac{\alpha}{2}\right)^2 = P(1/2, 1/2, -1/2, t)$$

$$P(1/2, 1/2, -1/2, t) = \frac{(\gamma H_1)^2}{(\gamma H_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \sin^2 \frac{1}{2}\sqrt{(\gamma H_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2}\, .\, t$$

Les coefficients a_n^{pq} sont calculés à partir de la formule de Majorana.

Nous pouvons écrire le signal de résonance

$$s = \frac{1}{\tau} \sum^{pq,n} \int_0^\infty a_n^{pq} \left(\sin\frac{\alpha}{2}\right)^{2n} \left(\cos\frac{\alpha}{2}\right)^{4F-2n} (N_q - N_p)\, C_p\, e^{-t/\tau}\, dt$$

et après sommation :

$$s = \frac{1}{\tau} \sum_n K_n \int^\infty \left(\sin\frac{\alpha}{2}\right)^{2n} e^{-t/\tau}\, dt. \qquad (11)$$

L'évaluation des intégrales $\int_0^\infty \left(\sin\frac{\alpha}{2}\right)^{2n} e^{-t/\tau}\, dt$ est simple, et peut se faire par récurrence ; par contre l'évaluation des coefficients K_n est fasti-

dieuse et demande la connaissance des populations N_p créées par bombardement électronique. Ces données étant pratiquement inaccessibles aussi bien par le calcul que par l'expérience l'étude précise de la forme de raies est impossible. Quelques conclusions, cependant, peuvent en être tirées.

Aux faibles niveaux de radiofréquence, le terme en $\sin^2 \alpha$ est le seul important, les autres étant d'un ordre supérieur en γH_1^2, on a donc :

$$s \# \frac{A}{\tau} \int_0^\infty \left(\sin \frac{\alpha}{2}\right)^2 e^{-t/\tau}\, dt = \frac{1}{2} A \frac{(\gamma H_1)^2}{(\gamma H_1)^2 + \left(\frac{1}{\tau}\right)^2 + (\omega - \omega_0)^2}.$$

Cette raie est une raie de Lorentz, et sa largeur à mi-hauteur pour un champ de radiofréquence nul, est :

$$\Delta \omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{2}{\tau}.$$

Pour une amplitude H_1 plus grande, les termes en $\left(\sin \frac{\alpha}{2}\right)^4$ et les termes supérieurs deviennent non négligeables, et la raie prend une forme complexe. A partir d'une certaine valeur du champ oscillant, elle présente un renversement, et l'aspect de la courbe est analogue à celui des courbes de résonance du niveau 6 $^3P_1$.

En fonction du niveau de radiofréquence, nous pouvons écrire la demi-largeur sous forme du développement limité :

$$\Delta\omega^2 = \Delta\omega_0^2 + a(\gamma H_1)^2 + b \ldots$$

Dans le cas du niveau 6 $^3P_1$, Brossel a montré que les coefficients b ... sont négligeables, et il a calculé la valeur de a. L'ignorance de la valeur des N_p ne nous permet pas de préciser ce point. Seule l'expérience nous montre, qu'*en portant le carré de la demi-largeur en fonction du carré du champ oscillant, les points sont généralement parfaitement alignés.* La détermination de $\Delta \omega_0$ et, par suite, de la durée de vie τ, est ainsi très commode.

Lorsque l'on change la grandeur du champ magnétique oscillant, il se produit une modification de l'intensité lumineuse par suite de la variation de la vitesse des électrons et du débit électronique. L'étude de l'amplitude à résonance n'est donc pas possible expérimentalement.

Résultats expérimentaux. — Les trois niveaux identifiés dans le cas du mercure ont été étudiés systématiquement, afin de déterminer les facteurs de Landé et les durées de vie. De nombreuses mesures ont été faites à des fréquences différentes et nous avons été conduits, pour éviter le risque d'erreurs systématiques, à étudier l'influence de la *structure fine* :

Dans le cas du niveau 6 $^3F_4$, le champ de 80 gauss nécessaire pour détecter la résonance à 140 Mc/s

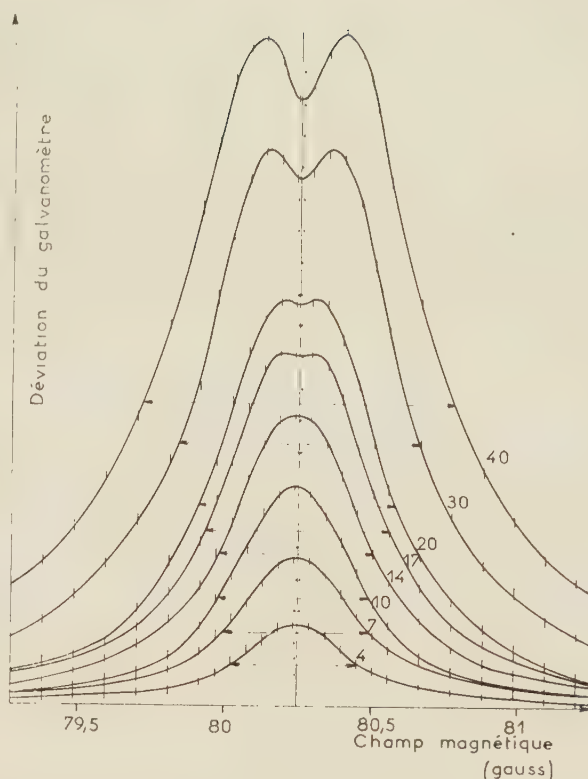


Fig. II,1. — Résonance du niveau 6 $^3F_4$ du mercure. Isotopes pairs, $\nu = 140{,}4$ Mc/s.
Pour chaque courbe, l'amplitude du champ oscillant est donnée en valeur relative.

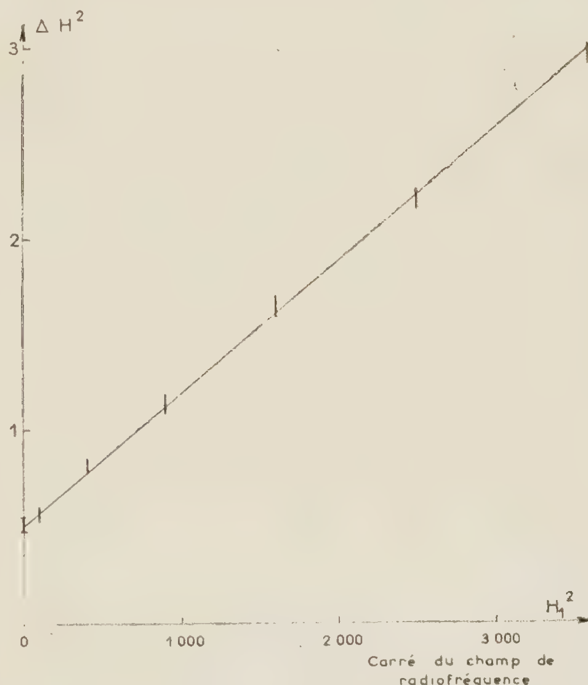


Fig. II,2. — Niveau 6 $^3F_4$, $\nu = 25$ Mc/s.
En ordonnée, le carré de la largeur à mi-hauteur (Mc/s)^2.
L'abscisse est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ de radiofréquence.

environ, produit un découplage LS. Les courbes représentant les différents états magnétiques du niveau 6 ^3F ne pourront plus être confondues avec leurs tangentes à l'origine. On aura donc :

$$\omega = g\,\mu_B\,H_0 + aH_0^2 + bH_0^3 + \dots \qquad \text{(III)}$$

les coefficients a et b dépendant de la transition $m \rightarrow m'$. En opérant à fréquence constante en faisant varier le champ magnétique, les différentes résonances sont décalées et leur superposition produira un élargissement apparent de la courbe résultante.

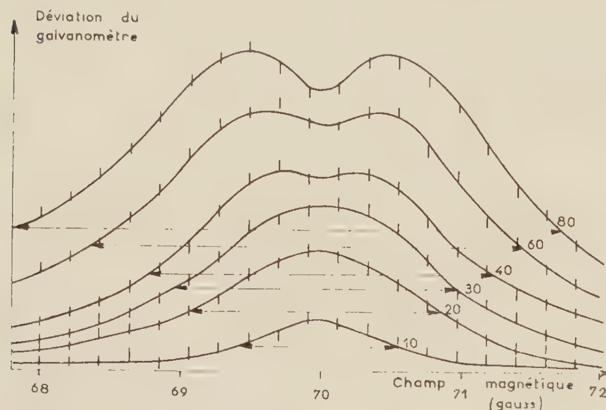


Fig. II,3. — Résonance d'un niveau $^3P_2$ du mercure. Isotopes pairs, $\nu = 140{,}4$ Mc/s.

Un calcul approximatif [4] montre que, pour que l'erreur ainsi commise sur la largeur limite soit inférieure à 1 %, il est nécessaire d'opérer dans un champ $H_0 < 40$ gauss, soit $\nu < 70$ Mc/s. La structure fine des niveaux 6 ^3F a été déduite des données numériques de Landolt et Börnstein [5]. Aucune influence de cet effet n'a été constatée pour les niveaux $^3P_2$ et $5d^9\,6s^2\,6p\,^1D_2$.

Les figures (II,1 ; II,3 ; II,4) montrent quelques exemples de réseaux que l'on a obtenus. Sur une même figure sont tracées différentes résonances correspondant à des niveaux différents de radiofréquence. Le champ oscillant est repéré en valeur relative.

Chaque réseau de courbe est tracé deux fois dans les mêmes conditions, mais en renversant le sens du courant magnétisant dans les bobines de Helmholtz. Une moyenne permet ainsi d'éliminer le champ magnétique terrestre.

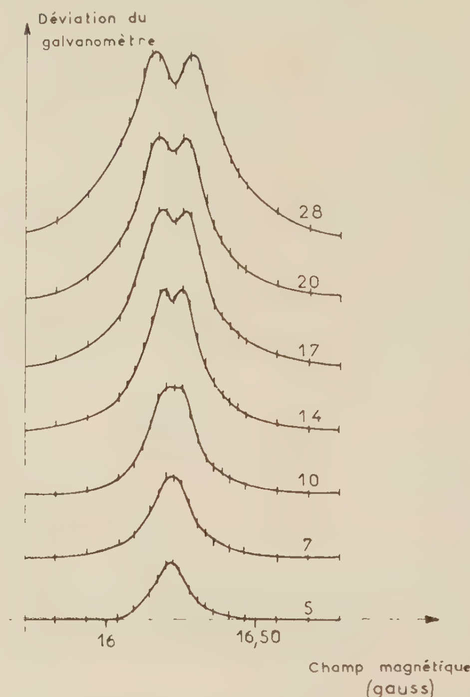


Fig. II,4. — Résonance du niveau $5d^9\,6s^2\,6p\,^1D_2$ du mercure Isotopes pairs, $\nu = 25$ Mc/s.

Une des droites $(\Delta\omega)^2 = \dfrac{4}{(\tau)^2} + a(\gamma H_1)^2$ est représentée sur la figure II,2.

Les différents résultats obtenus peuvent être groupés dans le tableau :

Niveau		$\nu = 140{,}4$ Mc/s	$\nu = 25$ Mc/s
6 $^3F_4$	g	$1{,}2477 \pm 0{,}0004$	$1{,}248 \pm 0{,}003$
	τ	$(3{,}97 \pm 0{,}12) \times 10^{-7}$ s	$(4{,}49 \pm 0{,}15) \times 10^{-7}$ s
$^3P_2$	g	$1{,}4402 \pm 0{,}0007$	
	τ	$(2{,}11 \pm 0{,}08) \times 10^{-7}$ s	
$^1D_2$	g	$1{,}1203 \pm 0{,}0003$	$1{,}121 \pm 0{,}001$
	τ	$(1{,}5 \pm 0{,}3) \times 10^{-6}$ s	$(1{,}58 \pm 0{,}16) \times 10^{-6}$ s

Remarques. — 1° La valeur de τ trouvée pour le niveau 6 $^3F_4$ dans les expériences à 140 Mc/s est trop faible et est à rejeter : l'erreur provient des effets de découplage LS.

2° D'autres déterminations ont été effectuées dans le cas du niveau 6 $^3F_4$ aux fréquences de 50, 238, 307,8 et 594 Mc/s. L'accord sur le facteur de Landé est toujours excellent à la précision de ces mesures, précision qui devient médiocre en champ élevé par suite de l'échauffement des bobines de Helmholtz produisant une déformation des bobines et une modification de l'étalonnage. En outre, la mesure de la durée de vie n'a plus aucun sens, l'élargissement devenant de plus en plus important ;

à 594 Mc/s la largeur limite est environ 3 fois plus grande qu'à 25 Mc/s.

3° Lorsque l'on peut négliger dans l'expression (III) les termes en bH_0^3, l'élargissement par effet de découplage est symétrique autour de la position déduite de $\omega = g\,\mu_B\,H_0$. La détermination du facteur de Landé n'est pas, dans ces conditions, affectée par l'élargissement des courbes de résonances.

4° Des mesures ont été faites à des pressions de vapeur variées en modifiant la température de la goutte de mercure. Aucune variation de la durée de vie n'a été constatée (effets de diffusion multiple négligeables) [6].

II. Isotopes impairs. — L'étude en champ faible des différentes résonances des isotopes 199 et 201 nous a permis, par l'étude des facteurs de Landé, de préciser l'identification de certains niveaux. En champ plus élevé, le découplage IJ n'est pas négligeable, les différentes transitions $m \to m'$ se produisent à des champs magnétiques différents. Chacune de ces raies se traduira par une très petite variation du taux de polarisation, le rapport signal/bruit est par suite très mauvais, et les résonances sont difficiles à identifier au milieu du bruit.

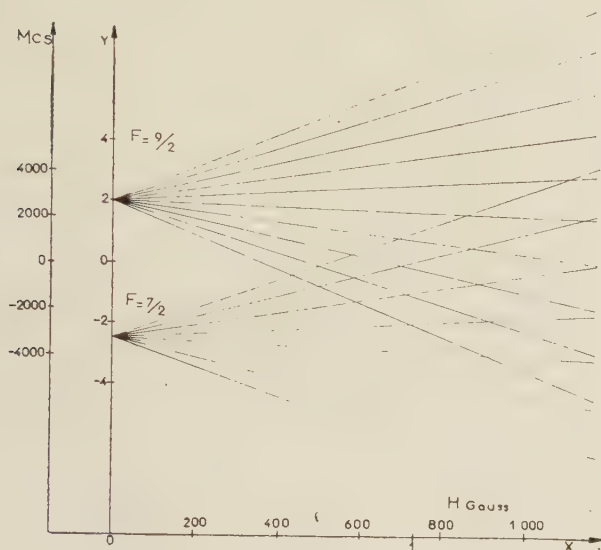


Fig. II,5. — Niveau 6 $^3F_4$, ^{199}Hg.

Expérimentalement, l'étude du couplage n'a pu être faite que dans le cas du niveau 6 $^3F_4$.

A. *Étude du découplage dans le cas de l'isotope* 199 *pour le niveau* 6 $^3F_4$.

Résultats expérimentaux. — Ce niveau possède deux sous-niveaux hyperfins $F = 7/2$ et $F = 9/2$ dont les facteurs de Landé sont :

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - \frac{g_I}{1\,837} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}. \quad \text{(IV)}$$

En négligeant le deuxième terme, nous pouvons écrire :

$$g_{9/2} = 1{,}25 \times 8/9 = 1{,}1111$$

$$g_{7/2} = 1{,}25 \times 10/9 = 1{,}39888.$$

En champ faible, l'effet de découplage se traduit par un élargissement de la résonance, élargissement symétrique de part et d'autre du champ magnétique correspondant au facteur de Landé g_F. Dans ces conditions, nous avons trouvé, à 140 Mc/s :

$g_F(9/2) = 1{,}1082 \pm 0{,}0005 \qquad g_F(7/2) = 1{,}3850 \pm 0{,}0005$

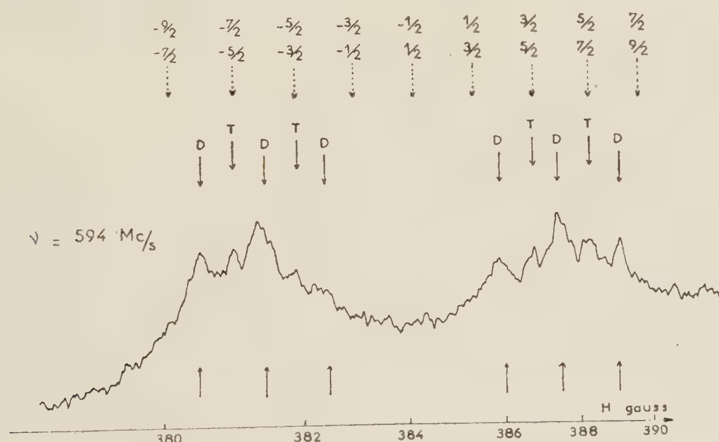


Fig. II,6. — Résonance du niveau 6 $^3F_4$, $F = 9/2$, ^{199}Hg, $\nu = 594$ Mc/s, D = résonances doubles, T = résonances triples

Les flèches en pointillé dans la partie supérieure de la figure indiquent les positions prévues pour les résonances simples.

Les flèches dans la partie inférieure de la figure indiquent les positions théoriques des résonances doubles lorsque l'on prend $\Delta\nu = 5\,800$ Mc/s.

soit

niveau 9/2 $\frac{g_F}{g_J} = 0{,}8887 \pm 0{,}0003.$

Valeur théorique : 0,8888

niveau 7/2 $\frac{g_F}{g_J} = 1{,}1113 \pm 0{,}0003.$

Valeur théorique : 1,1111.

L'accord est donc excellent.

A la fréquence de 594 Mc/s, les différentes transitions $m \to m'$ sont résolues. La figure II,6 représente l'ensemble des résonances du niveau $F = 9/2$ dans ces conditions, avec un niveau de radiofréquence élevé. La seule explication compatible avec la position des résonances est la suivante :

Les transitions D sont des résonances doubles correspondant à des transitions à deux quanta $\Delta m = 2$.

Les transitions T sont des résonances $\Delta m = 3$ correspondant à la transition à trois quanta. Elles n'apparaissent pas sur des courbes tracées à un niveau de radiofréquence plus faible.

Les flèches en pointillé marquent les positions déduites pour les résonances simples. Nous n'avons pas pu obtenir des courbes où seules les résonances simples apparaissent : lorsque le niveau de radiofréquence est faible, le rapport signal/bruit devient très mauvais, et l'étude devient impossible.

Par une interprétation qualitative des intensités relatives des trois résonances doubles $9/2 \leftrightarrow 5/2, 7/2 \leftrightarrow 3/2, 5/2 \leftrightarrow 1/2$, et des deux résonances triples, nous sommes conduits à admettre une répartition de population dans les sous-niveaux

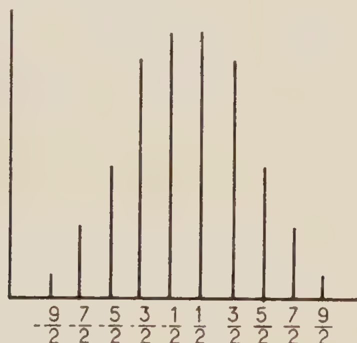


Fig. II,7. — En ordonnée, la population relative des sous-niveaux Zeeman du niveau $6\,^3F_4$, $F = 9/2$, ^{199}Hg.

excités ayant l'aspect de celle donnée par la figure II,7. Une étude précise serait très intéressante à ce point de vue, mais les niveaux énergétiques ne sont pas, comme dans le cas des isotopes pairs, en l'absence du découplage LS équidistants, et l'écart de fréquence entre deux transitions voisines est supérieure à leur largeur. Il est donc impossible d'employer, pour l'étude de ces phénomènes, les formules de Majorana. La méthode de M[lle] Besset, Messiah, Horowitz et Winter [7] qui pourrait s'appliquer, est dans ce cas d'une extrême complexité.

Étude du niveau 9/2. — Les équations des courbes composant le diagramme Zeeman sont obtenues à l'aide d'un calcul classique [4]. En négligeant le découplage LS, nous sommes conduits à diagonaliser l'opérateur.

$$\mathcal{H} = \frac{e}{2mc}(g_J \boldsymbol{J} + g_I \boldsymbol{I}) H_0 + A\, \boldsymbol{I}.\boldsymbol{J}.$$

Si l'on pose, en vue de simplifier les équations,

$$y = \nu/A \quad \text{et} \quad x = g_J \frac{e}{2mc}\frac{H_0}{A}$$

nous obtenons

$$m = \pm 9/2 \qquad y = 2 \pm 4x$$

$$m = \pm 7/2 \qquad (y + 2 \mp 4x)\left(y - \frac{3}{2} \mp 3x\right) - 2 = 0 \qquad \text{(V)}$$

$$m = \pm 5/2 \qquad \left(y + \frac{3}{2} \mp 3x\right)(y - 1 \mp 2x) - \frac{7}{2} = 0$$

$$m = \pm 3/2 \qquad (y + 1 \mp 2x)\left(y - \frac{1}{2} \mp x\right) - \frac{9}{2} = 0$$

$$m = \pm 1/2 \qquad \pm x = y + \frac{1}{2} - \frac{5}{y}.$$

La construction de ces différentes courbes donne le schéma tracé sur la figure II,5. La structure hyperfine $\Delta\nu$, écart en champ nul des niveaux $F = 9/2$ et $F = 7/2$, est égale à 4,5 dans ce système d'unités. Si nous exprimons A en mégacycles, nous avons :

$$\Delta\nu \text{ (mégacycles)} = 4{,}5\,A.$$

Nous avons déterminé expérimentalement l'écart entre les résonances $-9/2 \leftrightarrow -7/2$ et $9/2 \leftrightarrow 7/2$ du niveau $F = 9/2$ et à partir des équations précédentes, par une résolution numérique, nous avons évalué $\Delta\nu$. L'imprécision des mesures nous conduit à :

$$\Delta\nu = 5\,800 \pm 100 \text{ Mc/s}.$$

Remarque. — Cette détermination déduite des équations (V) repose sur l'existence d'une configuration atomique $^3F_4$ parfaitement déterminée. Le cas du mercure est malheureusement plus complexe. *En outre, nous avons négligé l'influence du découplage LS*, cet effet s'étant, dans les mêmes conditions de champ magnétique, révélé faible dans le cas des isotopes pairs.

L'étude du niveau 7/2 a été également faite de la même manière, mais la résolution des différentes résonances étant moins bonne, l'erreur relative sur l'écart des résonances extrêmes est plus grande. La valeur de $\Delta\nu$ ainsi trouvée concorde avec celle déduite de l'étude du niveau 9/2.

B. *Étude du découplage dans le cas de l'isotope* 201 *pour le niveau* $6\,^3F_4$.

Nous trouvons quatre sous-niveaux hyperfins :

$$F = 5/2,\ 7/2,\ 9/2,\ 11/2$$

dont les facteurs de Landé théoriques peuvent être calculés d'après (IV) :

11/2	$g_F = g_J \times 0{,}7272 = 0{,}909$
9/2	$g_F = g_J \times 0{,}8282 = 1{,}0352$
7/2	$g_F = g_J \times 1{,}01587 = 1{,}2697$
5/2	$g_F = g_J \times 1{,}4285 = 1{,}7856$

Les structures hyperfines sont plus faibles que dans le cas de l'isotope 199, et, par suite, les effets de découplage *IJ* s'observent dans des champs moins élevés.

Étude expérimentale. — D'une façon générale, il sera difficile d'étudier les niveaux 7/2 et 9/2. Le niveau 7/2 a un facteur de Landé $g = 1{,}267$, et sa résonance sera superposée à celle des isotopes pairs contenus dans l'échantillon étudié. Le niveau 9/2 a un facteur de Landé voisin de 1, et les courbes de résonance pourront être déformées par des résidus de résonance type cyclotron. Des expériences ont été faites à 50 Mc/s, 140 Mc/s, 238 Mc/s et 307,8 Mc/s :

— A 50 Mc/s, le découplage est très faible, les résonances $F = 11/2$, $F = 9/2$, $F = 5/2$ sont observées, et nous obtenons :

	g	g_F/g_J
$F = 11/2$	$0{,}9051 \pm 0{,}0005$	$0{,}7268 \pm 0{,}0005$
$F = 9/2$	$1{,}0237 \pm 0{,}001$	$0{,}8280 \pm 0{,}0005$
$F = 5/2$	$1{,}781 \pm 0{,}0015$	$1{,}4290 \pm 0{,}001$

— L'interprétation des spectres obtenus est plus complexe que dans le cas de l'isotope 199 (*fig. II*,8). Lorsque le découplage est suffisant pour résoudre totalement les niveaux 9/2, 7/2 et 5/2, ces différents ensembles de résonances se superposent partiellement, et l'interprétation devient impossible. Seul le niveau 11/2 a pu être étudié à 307,8 Mc/s. Le bruit étant important, une étude comparative de nombreux enregistrements a dû être faite pour déterminer la position des différentes résonances.

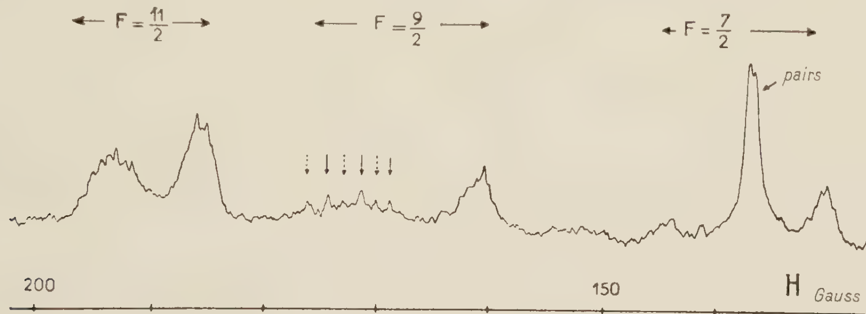


Fig. II,8. — Résonances observées sur un échantillon de mercure enrichi en ^{201}Hg (88,2 %), niveau 6 $^3F_4$, $\nu = 238$ Mc/s.

Le diagramme représentant les niveaux énergétiques en fonction du champ magnétique est donné par la figure II,9, et par une méthode analogue à celle employée pour le niveau $F = 9/2$ de l'isotope 199, nous avons déterminé les structures hyperfines :

$$\Delta\nu_1\ (11/2 - 9/2) = 2\ 860 \pm 50\ \text{Mc/s}$$
$$\Delta\nu_2\ (\ 9/2 - 7/2) = 2\ 340 \pm 50\ \text{Mc/s}$$
$$\Delta\nu_3\ (\ 7/2 - 5/2) = 1\ 820 \pm 50\ \text{Mc/s.}$$

Il est nécessaire de souligner que ces valeurs ont été obtenues, — comme dans le cas de l'isotope 199 —, en négligeant la structure fine. En plus, dans le

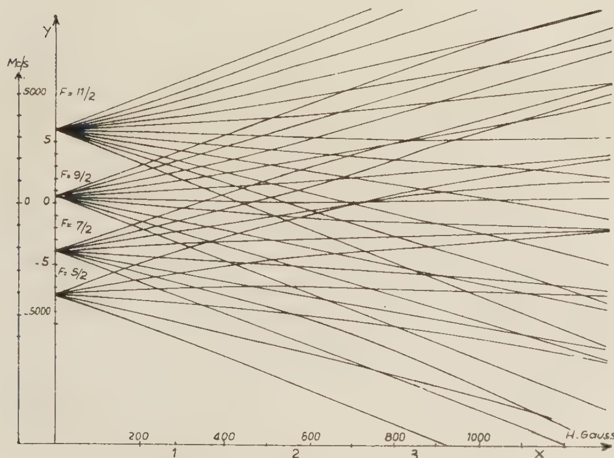


Fig. II,9. — Niveau 6 $^3F_4$, ^{201}Hg.

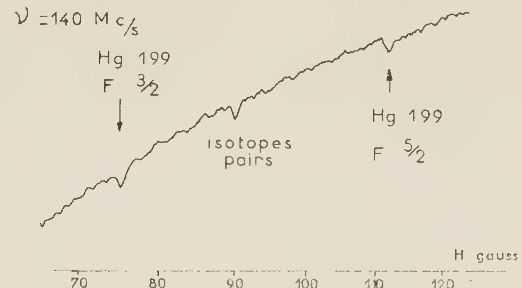


Fig. II,10. — Résonances observées sur un échantillon de mercure enrichi en ^{199}Hg (73 %), niveau $^1D_2$, $\nu = 140$ Mc/s.

cas de l'isotope 201, nous n'avons pas tenu compte du moment quadrupolaire nucléaire.

Ces différents résultats ne doivent donc être considérés que comme des ordres de grandeurs.

C. *Isotopes impairs. Étude des autres niveaux.* — Dans le cas de l'isotope 199, nous avons décelé des résonances sur les raies rouges (*fig. II*,10) et les raies bleues (*fig. II*,11), correspondant respectivement aux niveaux $^1D_2$ et $^3P_2$ étudiés précédemment pour les isotopes pairs. Le rapport signal/bruit est très faible, et les résultats que nous donnons sont par suite assez imprécis. Nous n'avons fait, pour la même raison, aucune étude du découplage *IJ*.

Dans le cas des isotopes 201, nous n'avons décelé aucune résonance. Les différents résultats sont réunis dans le tableau :

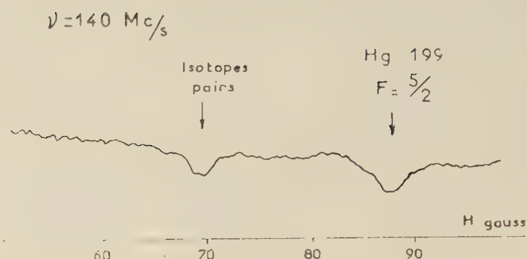


Fig. II,11. — Résonances observées sur un échantillon de mercure enrichi en 199 Hg (73 %), niveau $^3P_2$ $\nu = 140$ Mc/s.

	F	g expérimental	g_F/g_J expérimental	g_F/g_J théorique
	—	—	—	—
$^3P_2$	3/2			
	5/2	1,15 ± 0,0005	0,7995 ± 0,0008	0,8
$^1D_2$	3/2	1,34 ± 0,01	1,198 ± 0,01	1,2
	5/2	0,902 ± 0,005	0,805 ± 0,01	0,8

Expériences sur le sodium. — Le queusot d'un tube du type n° 2 est rempli de sodium soigneusement distillé. Ce tube, ainsi que les bobines produisant le champ de radiofréquence, sont placés dans un four thermostaté. La température optimum est d'environ 180°. A des températures plus élevées, le verre de l'enceinte est rapidement attaqué.

Nous avons étudié différentes raies du spectre du sodium non absorbées par le verre du tube et dont les longueurs d'onde correspondent au domaine de sensibilité des photomultiplicateurs. Un taux de polarisation appréciable n'a été observé que sur les raies $5\,^2D_{5/2}$ — $3\,^2P_{3/2}$ (4 983 Å), $5\,^2D_{3/2}$ — $3\,^2P_{1/2}$ (4 979 Å) et $4\,^2D_{5/2}$ — $3\,^2P_{3/2}$ (5 688 Å), et nous avons décelé les résonances des niveaux $5\,^2D_{5/2}$, $4\,^2D_{5/2}$ et $5\,^2D_{3/2}$ (*fig. II*,12).

Des expériences préliminaires ont été faites à 25 Mc/s. Les facteurs de Landé, déterminés à partir de la position de ces résonances, nous montrent que le découplage *IJ* est à peu de chose près total. Les structures hyperfines de ces niveaux sont donc faibles par rapport à la fréquence de 25 Mc/s.

Différentes expériences ont été faites à 50 Mc/s. Nous constatons que la largeur limite en champ de radiofréquence nul est plus grande qu'à 25 Mc/s. Cet effet est dû au découplage *LS*, l'écart des niveaux $D_{5/2}$ — $D_{3/2}$ étant très faible (distance des niveaux $5\,^2D_{5/2}$ — $5\,^2D_{3/2}$ = 0,024 cm^{-1}, distance $4\,^2D_{5/2}$ — $4\,^2D_{3/2}$ = 0,033 cm^{-1}.

La détermination de la durée de vie est donc complexe et nécessite une étude complète de l'effet Paschen-Back hyperfin et fin. Ce travail est actuellement en cours et les résultats seront donnés dans une publication ultérieure.

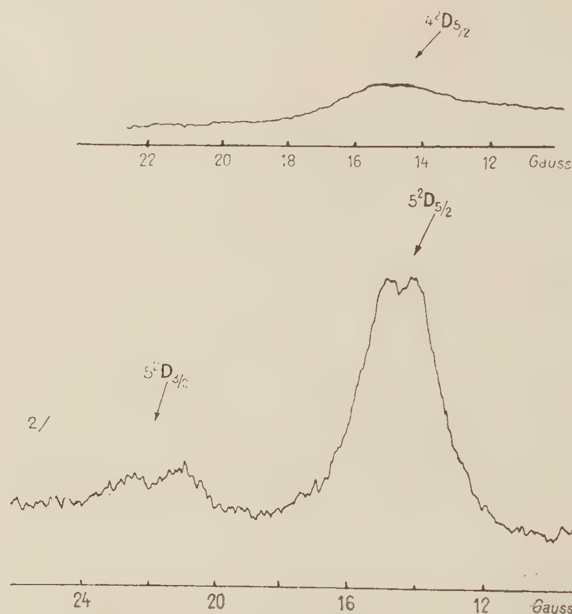


Fig. II,12. — Résonances observées sur le sodium. ν = 25 Mc/s.
Courbe 1, en haut : raies 5688 et 5683 Å.
Courbe 2, en bas : raies 4983 et 4979 Å.

La méthode d'excitation électronique et ses possibilités. — Sur le mercure et sur le sodium nous n'avons décelé et étudié la résonance magnétique que de quelques niveaux seulement. Nous pouvons en préciser les raisons et définir ainsi le domaine d'application de la méthode d'excitation électronique :

1) Amplitude du champ de radiofréquence. — Pour que des transitions entre deux sous-niveaux

magnétiques puissent être observées, il est nécessaire que la valeur de la probabilité de transition soit appréciable au bout d'un temps de l'ordre de la durée de vie τ. La valeur numérique du champ H_1 nécessaire peut être calculée à partir des formules de Majorana. On trouve ainsi une amplitude de l'ordre du gauss pour des durées de vie de 10^{-7} sec et d'une dizaine de gauss pour des durées de vie de 10^{-8} sec. Dans ce dernier cas, les trajectoires électroniques sont violemment perturbées, le taux de polarisation des raies émises est par suite très faible et il devient difficile d'empêcher les décharges dans l'enceinte.

La méthode d'excitation électronique, dans le cas des transitions dipolaires magnétiques, ne peut par suite *s'appliquer qu'aux niveaux dont la duree de vie est superieure à, approximativement*, 5.10^{-8} *seconde.*

Dans l'atome de mercure, la plupart des niveaux ont une durée de vie très courte. Pour le niveau $6\,^1P_1$, on a $\tau < 10^{-8}$ seconde, pour le niveau $7\,^3S_1$, $\tau \# 10^{-8}$ seconde [8], et il en est de même des niveaux D [9]. Il est aisé de comprendre pourquoi peu de résonances ont été observées.

2) Création d'inégalité de population dans les états excités. — Dans la première partie, nous avons signalé qu'il était impossible de donner des règles générales permettant de prévoir, même de façon qualitative, les taux de polarisation. Il semble toutefois que, lorsqu'un choc électronique porte un atome de l'état fondamental, de multiplicité F, à un état excité, de multiplicité F' plus élevée ($F' \geqslant F + 2$), il y a création d'inégalité de population dans cet état excité, le choc électronique défavorisant une excitation se faisant avec $\Delta m > 1$.

Les niveaux que nous avons étudiés ($^3F_4$, $^3P_2$, $^1D_2$ de l'atome de mercure, et $D_{5/2}$ de l'atome de sodium) satisfont cette condition.

Conclusions. — Ce travail d'exploration a donc fourni des résultats positifs et il nous montre que la méthode d'excitation électronique complète, pour l'étude des niveaux élevés, la méthode d'excitation optique, de beaucoup préférable lorsqu'elle peut s'appliquer.

Nous pouvons envisager diverses extensions :

1) Dans le cas d'un atome à spin nucléaire, il doit être possible de détecter les résonance $\Delta F = 1$. Un montage permettant d'étudier ces transitions pour le niveau $6\,^3F_4$ de l'isotope 201 du mercure est en cours de réalisation. Nous pourrons ainsi déterminer de façon précise les structures hyperfines dont nous avons donné un ordre de grandeur. Les résultats de cette étude seront donnés ultérieurement.

2) Par une technique tout à fait analogue à celle décrite ci-dessus, nous pourrons étudier, en bombardant une vapeur, un certain nombre d'atomes : potassium, césium, rubidium. Le cas des gaz rares pourra être également envisagé. Le problème, cependant, sera plus complexe, les spectres comportant un très grand nombre de raies.

D'autres éléments plus difficilement volatils pourront être étudiés par une technique de jet atomique. Afin d'avoir un flux lumineux comparable à celui dont on disposait avec une vapeur, il sera nécessaire d'opérer sur des jets atomiques de grande densité. Il faudra mettre au point un montage à pompage continu en prenant des précautions particulières pour ne pas contaminer la cathode (*).

3) Les expériences que nous avons faites sur le sodium montrent que, pour cet élément, peu de raies émises par bombardement électronique sont polarisées. Si l'on crée une inégalité de population par pompage optique dans le niveau fondamental, nous pouvons penser qu'elle sera conservée lorsque les atomes seront portés dans un état excité par bombardement électronique. On peut espérer ainsi étudier de nombreux niveaux.

4) Par pompage optique, il est possible d'enrichir sélectivement les sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental. Un effet analogue peut être obtenu par bombardement électronique. En effet, si nous réglons la tension d'accélération des électrons de façon à n'exciter dans des conditions de polarisation favorable que le premier niveau excité, il est vraisemblable que, lorsque les atomes excités retomberont à l'état fondamental, une inégalité de population sera créée dans cet état.

Le bombardement électronique peuple de façon symétrique les niveaux $-m$ et $+m$, aussi, contrairement à l'excitation optique en lumière polarisée circulaire qui crée une orientation, nous ne pourrons obtenir qu'un alignement pour les niveaux fondamentaux tel que $F \geqslant 1$.

Pour obtenir un alignement appréciable, il est nécessaire, d'une part, que les raies qui correspondent à une transition entre un niveau excité et le niveau fondamental soient polarisées — le sodium est donc exclu — et, d'autre part, que les collisions sur les parois et sur les électrodes ne détruisent pas l'alignement, l'excitation électronique ne permettant pas l'emploi d'un gaz tampon. Cette dernière condition n'est pas remplie pour les métaux alcalins ; le cas de l'isotope 201 du mercure semble se présenter plus favorablement [12], si les chocs sur les parois métalliques des électrodes ne détruisent pas l'alignement.

(*) Un tel montage a été utilisé par H. Bruck [10]. Notons toutefois que la cathode qu'il employait, était moins fragile que les cathode industrielles, au rendement beaucoup plus élevé, que nous utilisons.

E. Geneux et M^lle B. Vincenz [11] ont, par cette technique, récemment mis en évidence la résonance magnétique de plusieurs niveaux excités du cadmium.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Brossel (J.) et Bitter (F.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 311.
[2] Brossel (J.), *Thèse*, Paris, 1952 ; *Ann. Physique*, 1952, **7**, 622.
[3] Bitter (F.) et Brossel (J.), A new " double resonance " method for the investigation of atomic and nuclear moment. Part I, Theory of effect in mercury vapor. Technical Report n° 176 Research Laboratory of Electronics Massachussetts Institute of Technology, 1950.
[4] Descoubes (J. P.), Diplôme d'Études Supérieures, Paris, 1958.
[5] Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und funktionen.
[6] Barrat (J. P.) et Brossel (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2744.
[7] Besset (C.), Horowitz (J.), Messiah (A.) et Winter (J.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 251.
[8] Brossel (J.) et Julienne (Mlle C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2127.
[9] Skinner, *Proc. Roy. Soc.*, A 1926, **112**, 642.
[10] Bruck (H.) et Minkowski, *Z. Physik*, 1935, **95**, 284. Bruck (H.), *Thèse*, Paris, 1942.
[11] Geneux (E.) et Vincenz (Mlle B.), Université de Genève, Communication privée.
[12] Cagnac (B.), Brossel (J.) et Kastler (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 1827.

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Catalyse des réactions de fusion nucléaire par les mésons μ.

Vu et approuvé :
Paris, le 20 avril 1959.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. Pérès.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Sarrailh.